

Ausbreitung von Deflagrationen in geschlossenen langen Rohrleitungen

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
– Dr. rer. nat. –

vorgelegt von

Christian Drame

geboren in Mülheim an der Ruhr, Deutschland

Institut für Technische Chemie I
der
Universität Duisburg-Essen

2010

Die vorliegende Arbeit wurde im Zeitraum von Juni 2006 bis Oktober 2009 im Arbeitskreis von Prof. Dr. Axel Schönbucher am Institut für Technische Chemie I der Universität Duisburg- Essen durchgeführt.

Tag der Disputation: 18.06.2010

Gutachter: Prof. Dr. Axel Schönbucher

Zweitgutachter: Prof. Dr. Ulrich Krause

Vorsitzender: Prof. Dr. Roland Boese

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst habe. Die verwendeten Quellen sowie die verwendeten Hilfsmittel sind vollständig angegeben.

Mülheim an der Ruhr, 01.06.2009

VORWORT

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen eines Doktorandenprogramms während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Arbeitsgruppe „Explosionsschutz und Risikobewertung“ der Bundesanstalt für Materialforschung und -prüfung (BAM) und der Arbeitsgruppe „Gemischtausbreitung und Explosionsvorgänge“ der Physikalisch Technischen Bundesanstalt (PTB) sowie in Kooperation mit der Universität Duisburg-Essen.

Herrn Prof. Dr. Axel Schönbucher, dem Leiter des Institutes für Technische Chemie I an der Universität Duisburg-Essen, danke ich ganz besonders für die Überlassung des Themas, die stete wissenschaftliche Betreuung sowie für die kritische Durchsicht der Arbeit.

Herrn Prof. Dr. Ulrich Krause, dem Leiter der Fachgruppe VII.3 „Brandingenieurwesen“ bei der Bundesanstalt für Materialforschung und -prüfung (BAM), gilt mein Dank für die Bereitschaft zur Übernahme des Korreferates.

Herrn Prof. Dr. Tammo Redeker, Technische Universität-Bergakademie Freiberg und Leiter der IBExU Institut für Sicherheitstechnik GmbH, möchte ich meinen herzlichen Dank aussprechen für manche wertvolle Anregung.

Ich danke allen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern der Bundesanstalt für Materialforschung und -prüfung (BAM), der Physikalisch Technischen Bundesanstalt (PTB) für die konstruktive Unterstützung und stets freundliche Arbeitsatmosphäre. Auch danke ich Herrn Dr. Hans Förster, Herrn Dr. Rainer Grätz, Herrn Dr. Christian Lohrer, Herrn Dr. Bernd Schalaus und Herrn Dr. Frank Stolpe für die zahlreichen fachlichen Diskussionen und die Unterstützung insbesondere bei der experimentellen Arbeit.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dipl.-Ing. Detlef Arndt, Herrn Eberhard Mühl, aus der BAM und Frau Jessica Matzke, Herrn Uwe Block aus der PTB für die freundliche Zusammenarbeit und die große Hilfe bei der Durchführung der experimentellen Untersuchungen.

Nicht zuletzt möchte ich mich sehr bei meinen Eltern bedanken, die mich während des gesamten Studiums und auch während dieser Arbeit sehr unterstützt haben.

INHALTSVERZEICHNIS

Vorwort.....	7
Inhaltsverzeichnis	8
Zusammenfassung.....	10
Symbolverzeichnis.....	12
1 Einleitung und Zielsetzung	16
2 Grundlagen.....	20
2.1 Eigenschaften von Explosionen.....	20
2.1.1 Laminare und turbulente Flammgeschwindigkeit.....	20
2.1.2 Flammenausbreitung in Rohren.....	22
2.1.3 Deflagration, Detonation sowie deren Übergang (DDT).....	23
2.1.4 Maximaler Explosionsdruck	26
2.2 Explosionsdruckverläufe von Gasgemischen:	28
2.2.1 Abhängigkeit von Brennstoff, Brennstoffgehalt, L/D-Verhältnis und Anfangsdruck.....	28
2.2.2 Berücksichtigung von Zündort, Lage des Behälters und der Wechselwirkungen von Flammenfront und Druckwellen	30
2.3 Auswirkungen der Turbulenz induzierenden Einbauten und Störstellen	31
2.4 Numerische Simulation des Explosionsdruckverläufe	31
3 Experimentelle Untersuchungen	33
3.1 Strömungsgeschwindigkeiten und Turbulenzgrade.....	33
3.2 Explosionsversuche	36
3.2.1 Bestimmung des Explosionsdruckes und der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit in Stahlrohren	37
3.2.1.1 Explosionsdruckverläufe gemessen mit verschiedenen Drucksensoren	41
3.2.2 Versuche in Kunststoffrohren.....	43
3.2.2.1 Einsatzmöglichkeiten der Hochgeschwindigkeitskamera	44
3.3 Messungen von Spaltweiten	45
4 CFD-Simulation	48
4.1 Erhaltungsgleichungen.....	48
4.1.1 Turbulenzmodelle	51
4.1.2 Verbrennungsmodelle.....	52
4.1.2.1 Eddy Dissipation Modell	52
4.1.2.2 Burning Velocity Modell.....	54

4.1.3	Strahlungsmodell	55
4.1.3.1	Discrete Transfer Modell	55
5	Ergebnisse und Diskussion.....	57
5.1	Strömungsgeschwindigkeiten ohne Einbauten - Wirkung von Flanschverbindungen	57
5.2	Strömungsgeschwindigkeiten mit Einbauten.....	59
5.3	Schwingungen der Flammenfront in Rohren	62
5.4	Ausbreitung von Deflagrationen in geraden, geschlossenen Rohrleitungen.....	63
5.4.1	Einfluss von Flanschverbindungen	63
5.4.2	Einfluss der Rohrlänge.....	65
5.4.3	Einfluss des Brennstoffes.....	68
5.4.3.1	Stöchiometrische Brennstoff/Luft-Gemische	69
5.4.3.2	Nicht stöchiometrische Brennstoff/Luft-Gemische	73
5.4.4	Einfluss des Rohrdurchmessers	75
5.4.5	Einfluss des Brennstoffgehaltes	79
5.4.6	Einfluss des Anfangsdruckes	81
5.4.7	Einfluss der Wandrauigkeit	83
5.4.8	Einfluss von Turbulenz generierenden Einbauten	85
5.4.8.1	Axiale Profile des maximalen Explosionsdrucks bei normierten Blendendurchmessern.....	85
5.4.8.2	Axiale Profile der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit bei normierten Blendendurchmessern	88
5.5	CFD-Simulationen	90
5.5.1	Geometrie und Gittergenerierung	91
5.5.2	Anfangs- und Randbedingungen sowie Zündmodelle und Zeitschritte	93
5.5.3	Explosionsdruckverläufe	95
5.5.4	Axiale Profile des Explosionsdrucks	98
5.5.5	Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten	99
5.5.6	Axiale Profile der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit	102
6	Folgerungen und Ausblick	105
7	Literaturverzeichnis	106
	Lebenslauf.....	111
	Publikationsliste	113

ZUSAMMENFASSUNG

Im Rahmen einer Literaturübersicht werden die wesentlichen Phänomene und Begriffe der Explosion in Gasgemischen die in Rohrleitungen erfolgen zusammenfassend dargestellt und diskutiert. Außerdem wird der bisherige Stand der numerischen Simulation und der Modellierung von Explosionsvorgängen in Rohrleitungen zusammenfassend dargestellt und diskutiert.

Es wurde ein konsistenter Datensatz erstellt, der über den maximalen Explosionsdruck und die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit den Einfluss von Rohrlänge, Rohrdurchmesser, Brennstoff und -gehalt, Anfangsdruck, , Wandrauigkeit und Turbulenz generierenden Einbauten beschreiben kann.

Aus gemessenen radialen Profilen der mittleren Strömungsgeschwindigkeit und den daraus ermittelten Turbulenzgradprofilen folgt, dass Flanschverbindungen in Rohren ohne weitere Einbauten nicht Turbulenz erzeugend wirken.

In Rohren mit Turbulenz induzierenden Lochblenden treten bei Strömungsgeschwindigkeiten von 50 m/s maximale Turbulenzgrade von ca. 50 % stromabwärts von der Blende auf.

Anhand der Messungen wird gezeigt, dass die Schwingungen der Flammenfront mit denen des Explosionsdruckes, bis zum maximalen Explosionsdruck, übereinstimmen.

Der vermutete Einfluss von Flanschverbindungen auf die Explosionsdruckverläufe konnte nicht nachgewiesen werden.

Mit steigender Rohrlänge wird beobachtet, dass der maximale Explosionsdruck auf ca. 3 bar (abs.) abnimmt und die axiale Flammenausbreitungsgeschwindigkeit in der Rohrmitte auf bis zu 200 m/s (für $L = 24$ m) ansteigt.

Bei Ethen/Luft-Gemischen wird ein DDT-Übergang bei Rohrlängen von $L > 14$ m erreicht, bei Propan/Luft-Gemischen dagegen bei $L > 30$ m.

Der maximale Explosionsdruck und die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit unterschiedlicher Brennstoff/Luft - Gemische mit gleicher Grenzspaltweite liegen bei den hier untersuchten Rohrdurchmessern immer unterhalb der Werte des stöchiometrischen Gemisches.

Bei einem Rohrdurchmesser von DN 150 wird ein maximaler Explosionsdruck

von 6 bar (abs.) für $L = 2$ m gemessen. Bei Rohrdurchmessern von DN 80 liegt der maximale Explosionsdruck bei 4 bar (abs.). Der Verlauf des maximalen Explosionsdruckes, aufgetragen über dem L/D -Verhältnis zeigt zudem, dass die Messwerte auf andere Rohrdurchmesser mit gleichem L/D -Verhältnis übertragbar sind.

Der maximale Explosionsdruck als Funktion vom Brennstoffgehalt in Luft zeigt eine parabelförmige Abhängigkeit mit einem Maximum bei 3,25 bar, ($\gamma_{\text{Propan}} = 4,8$ Vol%) während die Abhängigkeiten der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit vom Mischungsverhältnis Propan in Luft in verschiedenen Rohrabschnitten Maxima zeigen bei jeweils stöchiometrischem Gemisch ($\gamma_{\text{Propan}} = 4,2$ Vol% in Luft). Das absolute Maximum der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit liegt bei $u_F = 40$ m/s im 2. Rohrabschnitt (6,4 m bis 11,2 m). Die konstanten Parameter der Messstrecke sind: $L_{\text{gesamt}} = 22,3$ m, $p_0 = 1,0$ bar (abs.), DN 150, gerade Rohrleitung ohne Störstellen, Wandmaterial ST37 (Stahl), Brennstoff: Propan in Luft (4,2 Vol%). Der maximale Explosionsdruck steigt in Abhängigkeit vom Anfangsdruck $p_0 = 1,0$ bar (abs.) etwa linear an. Für stöchiometrische Propan/Luft-Gemische in einer DN150 bei $L/D = 143$ liegen die maximalen Explosionsdrücke zwischen 3 bar (abs.) und 8 bar (abs.).

Die Wandrauigkeit (ST37 rau, zu V2A glatt) beeinflusst den Explosionsdruck nicht, jedoch steigt die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit, von $u_F = 50$ m/s auf $u_F = 90$ m/s an.

Blenden erhöhen auch bei geringem Blockierungsverhältnis ($br = 36$ %) die Wahrscheinlichkeit einer DDT, da sie die benötigte Anlaufänge stark herabsetzen.

Die erstmals systematisch angewandten CFD-Simulationen mit validierten Modellen zeigen, dass das EDM-Verbrennungsmodell ungeeignet ist, um Explosionen in geschlossenen Rohrleitungen vorherzusagen.

Dagegen erweist sich das BVM-Verbrennungsmodell als geeignet, die Explosionsdruckverläufe in geschlossenen Rohrleitungen vorherzusagen.

Als Turbulenzmodell sollte nicht das $k\varepsilon$ -Turbulenzmodell verwendet werden, da es zu einer Unterschätzung der Turbulenz in Wandnähe führt. Das SST-Turbulenzmodell vermeidet diese Unterschätzung.

Während die axialen Profile des Explosionsdruckes mit CFD und den angegebenen Submodellen gut vorhersagbar sind, weisen die zeitlichen Verläufe des Explosionsdruckes und der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit gegenwärtig noch größere Abweichungen zwischen Prognose und Experiment auf.

SYMBOLVERZEICHNIS

Lateinische Buchstaben

A		Parameter im Eddy Dissipation Modell
A_r		präexponentieller Faktor der Arrhenius-Gleichung
B		Parameter im Eddy Dissipation Modell
br	%	Blockierungsverhältnis bei Störstellen
C		numerischer Faktor im Burning Velocity Modell
c_i	mol/m ³	Stoffmengenkonzentration der Komponente i
c'_i	mol/m ³	Schwankungs der Stoffmengenkonzentration der Komponente i
D	m	Rohrdurchmesser
D_{innen}	m	Innendurchmesser
d	m	Durchmesser der Blendenöffnung
E	J	Energie
G		Zimont-Faktor
g	m/s ²	Erdbeschleunigung
ΔH_R	J/mol	molare Reaktionsenthalpie
h	m	Höhe
L	m	Rohrlänge
l	m	charakteristische Länge bzw. Dicke
k	m ² /s ²	spezifische turbulente kinetische Energie
M_i	kg/mol	molare Masse
O	m ²	Fläche, Oberfläche

p	Pa (10^{-5} bar)	Druck
$p_{\max, \text{ Kugel}}$	Pa (10^{-5} bar)	maximaler Explosionsdruck, gemessen im Kugelaufoklaven
R	($\text{m}^3 \text{ Pa} / (\text{mol K})$)	universelle Gaskonstante
r	m	Radius
r_i		Reaktionsgeschwindigkeit der Komponente i
s	m	Strecke, Abstand
T	K	Temperatur
Tu	%	Turbulenzgrad
t	s	Zeit
U_{mittel}	m/s	Strömungsgeschwindigkeit, zeitlich gemittelt, experimentell
U_{rms}	m/s	Mittelwert des Schwankungsquadrats der Strömungsgeschwindigkeit, experimentell
u_F	m/s	Flammenausbreitungsgeschwindigkeit
V	m^3	Volumen
w_i	%	Massenanteil der Komponente i
X_1		1. Eddy Dissipation Faktor
X_2		2. Eddy Dissipation Faktor
x/L		normierte Rohrlänge
x	m	axiale Position in der Rohrleitung

Griechische Buchstaben

Λ	m/s	Flammengeschwindigkeit
ρ	kg/m^3	Dichte

ν_i		stöchiometrischer Faktor der Komponente i
ω	m^2/s	charakteristische Frequenz, die die Dissipation der Wirbel beschreibt
ε	m^2/s^3	Dissipationsrate der spezifischen turbulenten kinetischen Energie
λ	$\text{W}/(\text{m K})$	Wärmeleitfähigkeitskoeffizient
\bar{v}	m/s	Strömungsgeschwindigkeit
v'	m/s	Schwankung der Strömungsgeschwindigkeit
γ_i	%	Volumenanteil der Komponente i

Indices

0	Anfangsbedingung
F	Flamme
Gas	Gas, Abgas
L	laminar
max	maximal
T	turbulent
u	unverbranntes Gas, Frischgas
w	Wirbel
Wand	Wand
Zünd	Zündenergie

Sonstige Zeichen

$(\bar{})$	Zeitliche gemittelte Größe
$(\tilde{})$	Favre gemittelte Größe

Dimensionslose Kennzahlen

$Da_T = t_T / t_{chem}$ turbulente Damköhlerzahl

$Le = \lambda / (\rho c_p D)$ Lewis-Zahl

Abkürzungen

BVM Burning Velocity Modell

CFD Computational fluid dynamics

CTA Konstant-Temperatur-Anemometrie

DDT Übergangsbereich von der Deflagration zur Detonation

DN Nenndurchmesser der Rohrleitung in mm

EDC Eddy Dissipation Concept

EDM Eddy Dissipation Modell

MESG größte noch durchzündsichere Spaltweite, maximum experimental safe gap

SST Shear Stress Transport, Turbulenzmodell

1 Einleitung und Zielsetzung

Bei Anlagen, die in den Geltungsbereich der Störfall-Verordnung fallen, sind Störfälle wie Freisetzen toxischer Gase, größere Brände oder Explosionen den zuständigen Landesbehörden zu melden. Diese Meldungen werden vom Umweltbundesamt in der ZEMA-Datenbank gesammelt und ausgewertet. Für den Zeitraum 1993 bis 2002 kommen Kleiber et al. [1] zu der Feststellung, dass 24 % der gemeldeten Störfälle aufgrund von Explosionen erfolgten. Daraus kann abgeleitet werden, dass der Explosionsschutz ein wichtiger Teil der chemischen Sicherheitstechnik ist.

Maßnahmen zum Explosionsschutz werden in [2] und [3] beschrieben. Als primärer Explosionsschutz wird dabei die Vermeidung der Bildung von explosionsfähiger Atmosphäre bezeichnet. Ist dies aus betrieblichen Gründen nicht möglich, so müssen Maßnahmen ergriffen werden, die die Entzündung der explosionsfähigen Atmosphäre durch wirksame Zündquellen (siehe [4]) vermeiden (sekundärer Explosionsschutz). Ist dies aufgrund der Anlagenkonzeption nicht realisierbar und damit eine Zündung nicht vollständig auszuschließen, so müssen durch den konstruktiven Explosionsschutz Menschen und Umwelt vor den Auswirkungen einer Explosion geschützt werden. Hierbei stellen der primäre, sekundäre und konstruktive Explosionsschutz gleichwertige Möglichkeiten der Absicherung dar, von denen jedoch nicht unbedingt alle genutzt werden müssen.

Als bewährte Einrichtung des konstruktiven Explosionsschutzes werden Flammendurchschlagsicherungen zur explosionstechnischen Entkopplung von Anlagenbereichen eingesetzt. Die Prüfung von Flammendurchschlagsicherungen erfolgt nach der DIN EN 12874 [5] bzw. ISO 16852 [6] mit festgelegten Werten für die Einflussparameter Gasgemisch, Anfangsdruck, Rohrlänge, Rohrdurchmesser und der Art der Explosion (Deflagration - Detonation).

Da die Flammendurchschlagsicherungen nicht für jedes Brennstoff/Luft-Gemisch einzeln geprüft werden können, werden über die Grenzspaltweiten Explosionsgruppen festgelegt. Für jede der Explosionsgruppen wurde in der Norm ein Prüfgasgemisch mit Brennstoffgehalt festgelegt. Anhand der Mindest-Grenzspaltweite (deutsch: Normspaltweite (NSW), englisch: Maximum Experimental Safe Gap (M.E.S.G.)) des verwendeten Gasgemisches kann nach diesem Konzept die Flammensperre ausgewählt werden. Es ist jedoch zu berücksichtigen, dass die Normspaltweite abhängig ist vom Brennstoff, von der Konzentration, von der Temperatur und dem Anfangsdruck.

Bei der Prüfung von Flammendurchschlagsicherungen werden zwei Arten der Verbrennung, Deflagration und Detonation unterschieden. Die Sicherungen

unterliegen hierbei stark unterschiedlicher Belastung. Bei einer Detonation liegt der Explosionsdruck aufgrund der hohen Ausbreitungsgeschwindigkeit der Reaktionszone an einem bestimmten Ort nur wenige Millisekunden an. Der Explosionsdruck der Deflagration liegt dagegen in der gesamten Geometrie an und das über einen Zeitraum von wenigen hundert Millisekunden bis zu einigen Sekunden.

Da die Deflagration bei einer ausreichend großen Rohrlänge in eine Detonation übergehen kann, wird der maximale Abstand zwischen der Flammensperre und der Zündquelle in Abhängigkeit des Rohrdurchmessers nach [5] begrenzt.

Beim Einbau einer Deflagrationssicherung in eine Anlage ist sicherzustellen, dass der Abstand zwischen der wirksamen Zündquelle und der Flammensperre unter Einbeziehung möglicher Einbauten so klein ist, dass die Entstehung einer Detonation vermieden wird. Zurzeit gibt es kein wissenschaftlich fundiertes Modell oder Verfahren, nach dem dieser Abstand berechnet werden kann. Die Auswahl der einzubauenden Flammensperren erfolgt bisher weitgehend experimentell und aufgrund von Annahmen.

Es gibt viele experimentelle Untersuchungen über das Explosionsverhalten von Gasgemischen in Rohrleitungen. Aufgrund der unterschiedlichen Geometrien der Leitungssysteme und insbesondere chemischen Eigenschaften der verwendeten Brennstoffe (Wasserstoff, Methan, Ethen, Propan, Propen, Ethin (Acetylen)), mit den Oxidationsmitteln (Luft, Sauerstoff) und Inertgasen war es bisher nicht möglich, einen konsistenten Datensatz zu formulieren. Er ist aber Voraussetzung für die Validierung eines Simulationsmodells, das nicht nur einzelne Experimente abbilden könnte, sondern Vorhersagen erlaubt, die es langfristig ermöglichen, die passende Auswahl und Positionierung von Flammendurchschlagsicherungen zutreffen oder zu vereinfachen.

Um ein Simulationmodell zu entwickeln, muss ein Datensatz zur Validierung vorliegen. Der Datensatz soll dabei in Rohren, die man in technischen Anlagen vorfindet, ermittelt werden. Da technische Anlagensysteme sehr komplex sind und eine Verbrennung in geraden Rohrleitungen schon von vielen Parametern abhängt, soll im ersten Schritt das Explosionsverhalten von Gasgemischen in geraden, geschlossenen Rohrleitungen experimentell bestimmt werden.

Aus diesen Gründen wird in der vorliegenden Arbeit ein experimenteller Datensatz für gerade geschlossene Rohrleitungen erstellt.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird das Verhalten von Deflagrationen von Gasgemischen in Rohrleitungen in Abhängigkeit der folgenden Einflussgrößen untersucht:

- Die Rohrlänge der DN 150 Rohrleitung wird zwischen $L = 0,6$ m und $L = 30$ m variiert. In den nachfolgenden Parameterstudien wird im Normalfall eine DN 150 mit einer Länge von $L = 22,6$ m verwendet.
- Bei der Variation des Rohrdurchmessers werden Messungen in einer DN 80 und DN 100 mit den gleichen L/D -Verhältnissen, wie sie von der DN 150 vorlagen, gemessen und mit diesen Werten verglichen. Normalerweise wird die DN 150 Rohrleitung verwendet.
- Der Anfangsdruck wird zwischen $p_0 = 1,0$ bar (abs.) und $p_0 = 2,3$ bar (abs.) variiert. Der maximale Anfangsdruck wird durch das verwendete Mischverfahren begrenzt, gewöhnlich wird $p_0 = 1,0$ bar (abs.) verwendet.
- Als brennbare Gemische wurden sowohl stöchiometrische Propan/Luft-Gemische als auch stöchiometrische Ethen/Luft-Gemische in verschiedenen Rohrlängen verglichen. Weiterhin werden Brennstoff/Luft-Gemische mit gleicher Grenzspaltweite aus Propan, Ethen oder Ethin betrachtet. Der im Normalfall verwendete Brennstoff ist Propan.
- Um den Einfluss des Brennstoffgehaltes auf das Explosionsverhalten zu erfassen, wird der mit der Zündenergie $E_{\text{Zünd}} = 8$ J bis 12 J zündbare Bereich ($\text{Vol}\%_{\text{Propan}} = 2,5 \%$ bis $7,0 \%$) von Propan/Luft-Gemischen untersucht. Im Normalfall wird das stöchiometrische Gemisch mit $4,2 \%$ Propan in Luft verwendet.
- Der Einfluss von zusätzlich eingebauten Turbulenz-Generatoren wird anhand von Lochblenden mit d/D : $0,3$; $0,6$ und $0,8$ untersucht. Gewöhnlich bleibt das Rohr blendenfrei.
- Der Einfluss der Wandrauigkeit wird durch Messungen in Rohrleitungen mit verschiedenen Wandrauigkeiten untersucht (ST37, Edelstahl, Polycarbonat). Normalerweise werden Rohrleitungen aus ST37 eingesetzt.

Die Abhängigkeit des Explosionsverhaltens von diesen Einflussgrößen soll experimentell über:

- die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flammenfront
- den maximalen Explosionsdruck
- den Druckverlauf

untersucht und beschrieben werden.

Die in der Industrie verwendeten Rohrleitungssysteme sind in der Regel sehr komplex und lassen sich nur mit sehr hohem Aufwand experimentell nachbilden. Um auch für diese Geometrien Aussagen über das Explosionsverhalten zwischen Zündquelle und Sicherung machen zu können, muss das zu erstellende Simulationsmodell ausreichend flexibel sein, um die oben genannten Einflussgrößen zuberücksichtigen. Es werden daher CFD (Computational fluid dynamics) Simulationen durchgeführt. Die Validierung des Simulationsmodells soll, in geraden Rohrleitungen mit Hilfe des zu erstellenden konsistenten Datensatzes erfolgen.

2 Grundlagen

In den nachfolgenden Abschnitten wird sowohl experimentell als auch theoretisch:

- das Verhalten von Explosionen in Rohrleitungen

zusammenfassend dargestellt.

2.1 Eigenschaften von Explosionen

Die Ausbreitung von Verbrennungsvorgängen wird vom langsameren der beiden Prozesse:

- a) Herstellen eines reaktionsfähigen Gasgemisches
- b) Ausbreitung der Reaktionsfront

limitiert. Da in explosionsfähigen Atmosphären der Vorgang a) immer erfüllt ist, muss Fall b) der limitierende Prozess sein.

Im Normalfall erfolgt die Ausbreitung der Reaktionsfront durch Zünden des Frischgases. Die Ausbreitung der Reaktionsfront erfolgt durch Strahlung und Wärmeleitung oder durch Einmischen von Frischgas in die Reaktionsfront. Erfolgt die Verbrennung innerhalb einer laminaren Strömung so lässt sich eine konstante laminare Flammengeschwindigkeit für das Gasgemisch bestimmen.

Erhöht sich die Strömungsgeschwindigkeit, sodass die Reaktion unter turbulenten Bedingungen abläuft, tritt neben der Wärmestrahlung und -leitung der Effekt auf, dass Frischgas in die Reaktionszone eingemischt und somit die Flammengeschwindigkeit stark erhöht wird. In diesem Fall wird die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Reaktionsfront auch als turbulente Flammengeschwindigkeit bezeichnet.

2.1.1 Laminare und turbulente Flammengeschwindigkeit

Die Flammengeschwindigkeiten können sehr gut am Beispiel der nicht leuchtenden Bunsenbrennerflamme erklärt werden. Dabei strömt aus dem Brenner ein vorgemischtes, laminar strömendes Gasgemisch. Oberhalb der Brennerdüse bildet sich ein bläulich leuchtender Flammenkegel aus. Wird die Strömungsgeschwindigkeit des Gasgemisches erhöht, vergrößert sich der Flammenkegel ebenfalls. Bei Verringerung des Massenstroms an Gasgemisch wird der Flammenkegel kleiner. Berechnet man aus dem Massenstrom die entsprechende Strömungsgeschwindigkeit, so entspricht das Ergebnis von Oberfläche der Flammenfront dividiert durch die Querschnittsfläche und multipliziert mit der

Strömungsgeschwindigkeit = der laminaren Flammengeschwindigkeit Λ_L [7].

Die laminare Flammengeschwindigkeit hängt dabei von folgenden Parametern ab:

- Brennstoff, Oxidationsmittel, Inertgase und deren Mischungsverhältnis,
- Anfangsdruck, nach [8] lässt sich die Abhängigkeit der Flammengeschwindigkeit mit $\Lambda = \Lambda_0 (p / p_0)^m$, bei $m = -0,25$, beschreiben,
- Temperatur, nach [8] lässt sich der Einfluss der Temperatur auf die Flammengeschwindigkeit nach $\Lambda = \Lambda_0 (T / T_0)^n$ beschreiben, dabei liegt n meist in der Nähe von 2
- Randbedingungen (z. B. Wärmeverluste),
- Inhibitoren / Promotoren.

Wird die Strömungsgeschwindigkeit soweit erhöht, dass sich im Frischgas Turbulenzen bilden kommt es dazu, dass die Flammenfront durch die entstehenden Wirbel zu flackern beginnt, bevor sie bei turbulenter Strömungsgeschwindigkeit nun einen abgestumpften Kegel ausbildet, dessen Reaktionszone im Vergleich mit der laminaren dicker ist. Die Dicke der Reaktionszone erhöht sich mit steigender Strömungsgeschwindigkeit [8].

Die Verdickung der Reaktionszone beruht darauf, dass durch die Turbulenzwirbel die Flammenfront gefaltet und damit die Oberfläche vergrößert wird. Diese Geschwindigkeit wird auch als turbulente Flammengeschwindigkeit Λ_T bezeichnet. Sie ist, wie die laminare Flammengeschwindigkeit, von den oben genannten Parametern und zusätzlich von allen Parametern, die die Turbulenz beeinflussen, abhängig wie z. B.:

- Störstellen
- Wandrauigkeit
- Strömungsgeschwindigkeit.

Die Berechnung der turbulenten Flammengeschwindigkeit ist stark verknüpft mit der Turbulenz. Deshalb kann die turbulente Flammengeschwindigkeit nicht ohne einen Turbulenzansatz in Abhängigkeit der oben genannten Parameter berechnet werden. Um dieses Problem zu lösen, bieten sich Turbulenzmodelle an, die in numerischen Simulationen verwendet werden können.

2.1.2 Flammenausbreitung in Rohren

Erfolgt eine Verbrennung in Rohrleitungen, muss unterschieden werden, ob es sich um offene oder geschlossene Rohrleitungen handelt. Bei offenen Rohren, kann über die offene Rohrseite ein Druckausgleich mit der Umgebung erfolgen, in geschlossenen Rohren dagegen nicht.

Bei einseitig offenen Rohren wird weiterhin unterschieden, ob an der offenen oder der geschlossenen Rohrseite gezündet wird. Wenn an der offenen Seite die Zündung erfolgt, so können die heißen Verbrennungsgase über diese Öffnung abströmen und es kommt zu keiner Komprimierung des Frischgases. Daraus folgt, dass dieses nicht verdichtet wird und somit auch keine Strömung aufgeprägt bekommt. Es liegt also ein ruhendes Gasgemisch vor, das mit laminarer Flammengeschwindigkeit verbrennt.

Läuft dagegen die Zündung an der geschlossenen Rohrseite ab, liegt auf der einen Seite der Flammenfront das Frischgas unter atmosphärischen Bedingungen vor und auf der anderen Seite das verbrannte heiße Abgas. Aufgrund des Temperaturunterschieds entsteht in der Reaktionsfront ein Druckunterschied zwischen dem Frischgas und dem Abgas. Die Grenzfläche, über die der Druckgradient besteht, wird als Stoßfront bezeichnet. So wie der Temperaturunterschied zwischen Frischgas und Abgas über den Wärmetransport verringert wird, baut sich auch der Druckgradient ab. Dazu läuft die Stoßfront in das Frischgas und bewirkt einen Druckausgleich zwischen Frischgas und Abgas. Innerhalb dieses Ausgleiches verringert sich das Volumen des Frischgases während gleichzeitig das Volumen des Abgases zunimmt. Da die Reaktionsfront die beiden Teilvolumen von einander trennt, verschiebt sie sich durch den Druckausgleich.

In geschlossenen Rohren, in denen über die Rohrwand ein Wärmeverlust stattfindet, kann es passieren, dass durch den Energieverlust die Abgase soweit abkühlen, dass die Reaktionsenergie teilweise zum Aufrechterhalten des Druckes im Abgas benötigt wird. Dadurch kann sich ein zweiter Temperaturgradient von der Flammenfront in Richtung Abgase ausbilden. Wird der Wärmeverlust größer als die freigesetzte Reaktionsenergie, so kehrt sich der Druckgradient über die Stoßfront um und es kommt zu einer Rückströmung. Diese induziert wiederum mehr Turbulenz im Frischgas, wodurch sich die Flammenfront weiter ausbreitet. Infolge der Verringerung der Ausbreitungsgeschwindigkeit durch Wärmeverlust und der beschleunigenden Wirkung der Turbulenz-bildenden Rückströmung kommt es zum Oszillieren der Flammenfront.

Diese Schwingungen der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit wurden in der Literatur [9] schon beschrieben. Da mit fortschreitender Verbrennung die Wärmeübertragungsfläche der Rohrwand ansteigt, sinkt die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flamme zum Rohrende hin ab.

Als Flammenausbreitungsgeschwindigkeit wird die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flammenfront relativ zu einem stationären Beobachter betrachtet. Damit ergibt sie sich aus der (laminaren bzw. turbulenten) Flammengeschwindigkeit und der Strömungsgeschwindigkeit des Frischgases unmittelbar vor der Flamme.

2.1.3 Deflagration, Detonation sowie deren Übergang (DDT)

Nach der DIN EN 1127-1 [4] werden alle plötzlichen Oxidations- und Zerfallsreaktionen mit einem Temperatur- und/oder Druckanstieg als Explosion bezeichnet. Es wird aufgrund der sehr unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten zwischen Deflagration und Detonation unterschieden. Als Deflagration wird eine Reaktionsfront bezeichnet, die sich durch Wärmeleitung mit Unterschallgeschwindigkeit ausbreitet [4] - [6], und [10].

Die Detonation breitet sich dagegen mit Schallgeschwindigkeit, bezogen auf das verbrannte Gas, aus [4]. Dabei wird die Reaktion von einer Stoßfront durch adiabate Kompression gezündet. Die Stoßfront und die Reaktionsfront laufen hierbei mit gleicher Geschwindigkeit und sind miteinander gekoppelt.

Unter bestimmten Bedingungen kann eine Deflagration in eine Detonation übergehen. Wie in Abb. 1 verdeutlicht, stellt sich dieser Bereich durch steigende Flammengeschwindigkeiten und steigende maximale Explosionsdrücke dar. Der Übergangsbereich wird unterteilt in den Bereich der beschleunigten Deflagration und den Bereich der Synchronisation von Druckwelle und Flammenfront. Im Fall der Synchronisation spricht man auch von instabiler Detonation bzw. DDT (engl.: deflagration to detonation transition).

Die Reaktionszone beschleunigt hierbei bis zur Schallgeschwindigkeit im verbrannten Gas. Das Verhältnis vom maximalen Explosionsdruck zum Anfangsdruck kann jetzt Werte von mehr als dem 100-fachen des Anfangsdruckes erreichen. Es entstehen im ersten Schritt aus den Druckwellen sogenannte Druckstoßfronten, die durch ihren sehr steilen Druckanstieg im Druckverlauf auffallen.

Sobald die Synchronisation von Druckwelle und Flammenfront abgeschlossen ist, breitet sich die Explosion als stabile Detonation, mit konstanter Ausbreitungsgeschwindigkeit und konstant hohen Explosionsdrücken aus.

Bei der Prüfung von Flammendurchschlagsicherungen werden als Unterscheidungskriterien zwischen einer instabilen und stabilen Detonation eine Mindestausbreitungsgeschwindigkeit, eine Schwankungsbreite für die Geschwindigkeit und ein, in [5] festgelegtes, Explosions- zu Anfangsdruck Verhältnis verwendet.

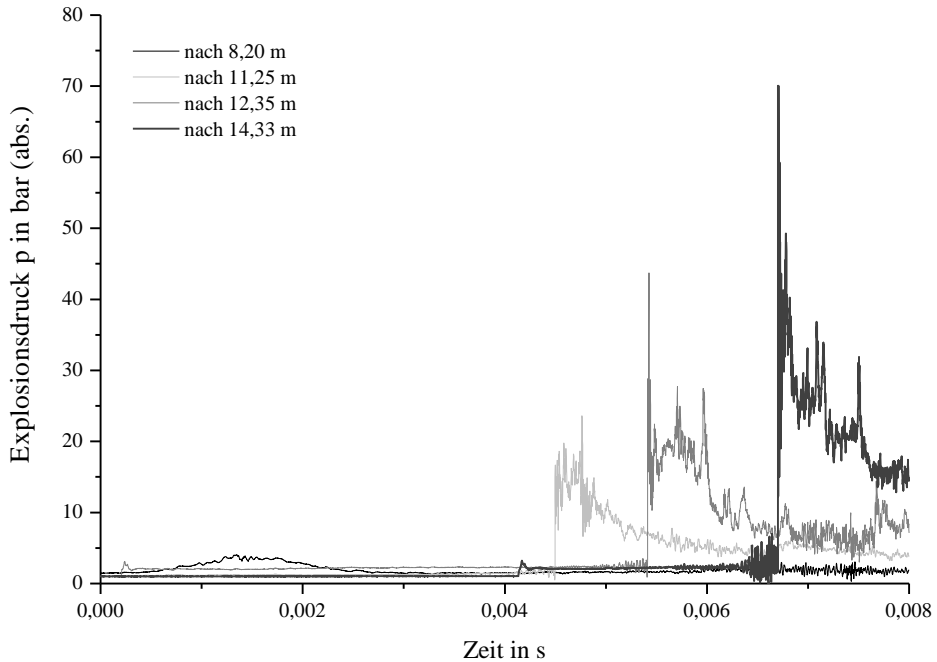


Abb. 1: Gemessene Explosionsdruckverläufe an vier verschiedenen Messpunkten bei detonativem Verlauf (DN = 200, L = 16 m, $p_0 = 1$ bar (abs.), Industriegasgemisch, mit Zündvolumen und Blende)

Die Vorgänge in stabilen Detonationen werden mit der Chapman-Jouguet Theorie beschrieben. Diese Theorie beruht auf den Arbeiten von Rankine und Hugoniot im Bereich der Ausbreitung von nichtreaktiven Stoßfronten. Da die Detonation nicht Thema dieser Arbeit ist, sei hier auf die Fachliteratur zu diesem Bereich verwiesen [10] - [13].

In Abb. 2 ist der deflagrative Druckverlauf dargestellt. Auch hier wurde der Druck von vier über die Versuchsstrecke verteilten Sensoren gemessen. Beim Vergleich der Druckverläufe in Abb. 2 mit denen aus Abb. 1 fällt auf, dass bei der Detonation nur ein örtliches Druckmaximum vorliegt. Es werden bei der Detonation auch deutlich höhere Druckwerte erreicht als bei der Deflagration. Der Explosionsdruck liegt bei einer Deflagration im gesamten Gasvolumen vor und kommt nur durch den Temperaturanstieg der Reaktion bei der Verbrennung zustande. (Volumenänderung aufgrund der stöchiometrischen Verhältnisse der Edukte zu Produkten spielt nur eine untergeordnete Rolle)

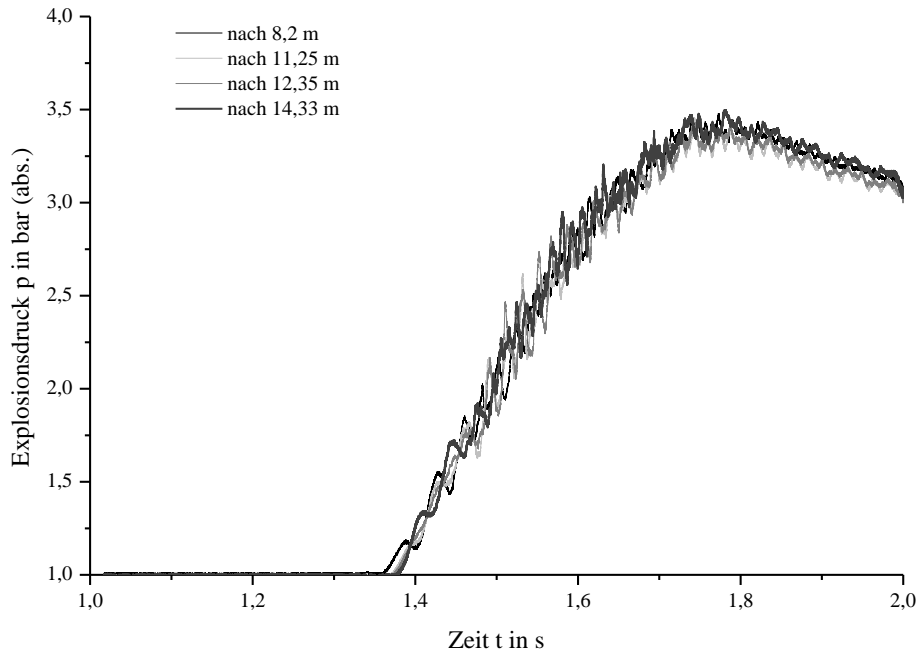


Abb. 2: Gemessene Explosionsdruckverläufe an vier verschiedenen Messpunkten bei deflagrativem Verlauf ($DN = 200$, $L = 16$ m, $p_0 = 1$ bar (abs.), Industriegasgemisch)

Aus diesen drei möglichen Explosionsstadien ergeben sich drei Belastungsfälle für Flammendurchschlagsicherungen:

- Eine Deflagration: Ausbreitungsgeschwindigkeit unterhalb der Schallgeschwindigkeit und Explosionsdrücke kleiner als der 10-fache Anfangsdruck (für Kohlenwasserstoffe).
- Eine stabile Detonation ergibt sich aus dem Verhältnis des mittleren Explosionsdruckes (ermittelt über $200 \mu\text{s}$ nach dem maximalen Drucksignal, nach ISO 16852 [6]) zum Anfangsdruck in Abhängigkeit der Explosionsklasse und des Rohrdurchmessers, wie in der Tabelle 7 der ISO 16852 [6] für stabile Detonationen angegeben. Dabei müssen für Kohlenwasserstoffe Ausbreitungsgeschwindigkeiten von über 1600 m/s und bei Wasserstoff von über 1900 m/s erreicht werden.
- Eine instabile Detonation entsteht aus der beschleunigten Deflagration und erreicht eine Flammenfrontgeschwindigkeit über der Schallgeschwindigkeit und unterhalb von 1600 m/s bzw. 1900 m/s und einem

Druckverhältnis des mittleren Explosionsdruckes zum Anfangsdruck, bei einem Rohrdurchmesser von $D < 100$ mm beim 2,5-fachen und bei $D > 100$ mm beim 3-fachen angegebenen Wert in Tabelle 7 der ISO 16852 [6].

Daraus folgt, dass Sperren nur für den Fall zugelassen werden dürfen, für den sie geprüft wurden.

Für die Anwender von Flammendurchschlagsicherungen ergibt sich daraus, dass sie die Position des Umschlagsbereiches kennen sollten, da sonst eine Überlastung der Flammendurchschlagssicherungen mit dem stärksten Belastungsfall (instabilen Detonation) nicht ausgeschlossen werden kann. Das Ende des Umschlagsbereiches wird über die Anlaufänge beschrieben. Dies ist die Entfernung zwischen der Zündquelle und dem Ort, ab dem sich die Explosion als stabile Detonation ausbreitet. Als Kriterium für eine stabile Detonation wird in [5], [6] und [14] eine Ausbreitungsgeschwindigkeit, die um weniger als 10 % - bezogen auf den kleineren Wert - schwankt, festgelegt.

Ein ähnliches Kriterium zur Trennung der Deflagration vom Umschlagsbereich ist bisher noch nicht festgelegt worden. Da die Lage des Umschlagsbereiches von vielen Parametern abhängt, ist es mit dem jetzigen Wissensstand nicht möglich, den Umschlagspunkt ohne Experimente zu bestimmen. Die Bestimmung des DDT-Bereiches in komplexen Rohrsystemen ist nur mit großem Aufwand möglich und wird aus den daraus resultierenden Kosten selten durchgeführt.

2.1.4 Maximaler Explosionsdruck

Beim Explosionsdruck, nach EN 1127 [4], handelt es sich um eine Messgröße, die aus jedem Druckverlauf $p(t)$, der unter beliebigen Bedingungen gemessen wurde, bestimmt werden kann. Dabei wird als Explosionsdruck der höchste Wert im Druckverlauf bezeichnet.

Der Explosionsdruck ist von den Parametern:

- Brennstoff, Oxidationsmittel, Inertgas und deren Mischungsverhältnis
- Anfangstemperatur
- Anfangsdruck
- Turbulenz vor der Zündung
- Art und Energie der Zündenergie

- Größe und Form des Behälters

abhängig.

Im Unterschied zum Explosionsdruck ist der maximale Explosionsdruck eine sicherheitstechnische Kenngröße. Als maximaler Explosionsdruck wird nach [4] und [15] der Druck bezeichnet, bei dem die Abhängigkeit des Explosionsdruckes von der Brennstoffkonzentration ein Maximum erreicht hat, siehe auch Abb. 3.

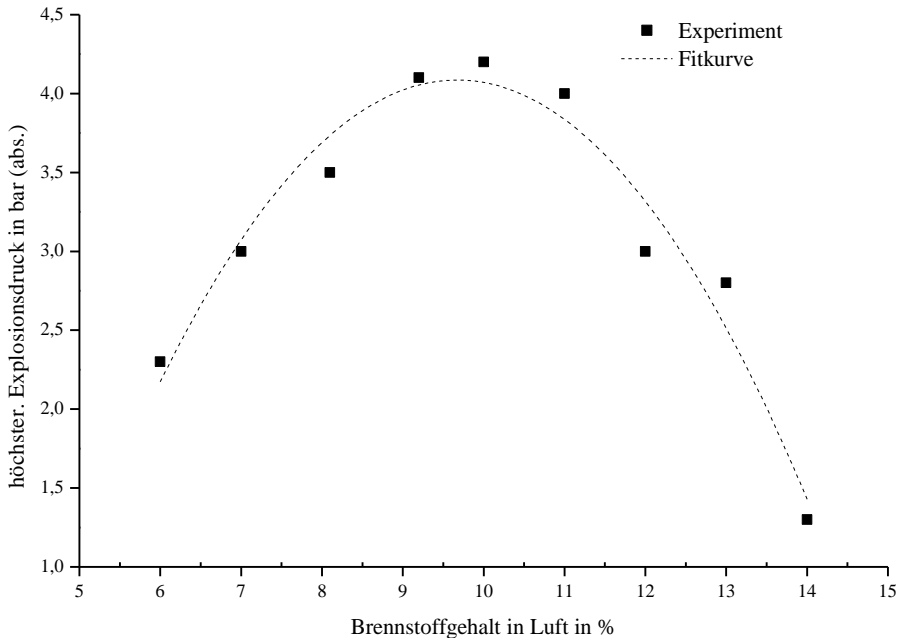


Abb. 3: Explosionsdrücke in Abhängigkeit der Konzentration von Methan in Luft aus Bielert und Sichel [16]

Damit für den maximalen Explosionsdruck weltweit der gleiche Wert bestimmt wird, muss er, um den Einfluss der oben genannten Einflussgrößen konstant zu halten, unter gleichen Bedingungen bestimmt werden. Aus diesem Grund wird in EN 13763 [15] das Messgerät und die Bedingungen für die Kenngröße –maximaler Explosionsdruck– festgelegt.

Für viele Kohlenwasserstoffe/Luft-Gemische ergibt sich ein Wert von 8 bar (abs.) bis 10 bar (abs.) für den maximalen Explosionsdruck was dazu führt, dass für die Deflagration ein Explosionsdruck von 10 bar (abs.) angenommen wird (Faustformel: $p_{\text{max, Deflagration}} = 10 \text{ bar (abs.)}$ bei $p_0 = 1,0 \text{ bar (abs.)}$). Einerseits ist das für den deflagrativen Bereich der Explosion eine Überschätzung des Druckes,

was aus sicherheitstechnischer Sicht nicht bedenklich ist. Andererseits vermag weder der maximale Explosionsdruck noch die Faustformel den Explosionsdruck im Übergangsbereich von der Deflagration zur Detonation oder bei der stabilen Detonation zu beschreiben.

Weiterhin wird der maximale Explosionsdruck nach der Norm EN 13763 [15] in einem Kugelaufkochen bestimmt. Da in dieser Arbeit aber deutlich andere L/D-Verhältnisse verwendet werden, ist ein Vergleich zwischen den Messergebnissen dieser Arbeit mit dem maximalen Explosionsdruck, gemessen in einem Kugelaufkochen, wenig hilfreich zur Beschreibung des Explosionsverhaltens in Röhren.

Da in dieser Arbeit der maximale Explosionsdruck nur einmal verwendet wird, ist er mit $p_{\max, \text{Kugel}}$ abgekürzt. Der wesentlich häufiger auftretende höchste Explosionsdruck im Druckverlauf wird in dieser Arbeit als maximaler Explosionsdruck p_{\max} bezeichnet.

2.2 Explosionsdruckverläufe von Gasgemischen:

2.2.1 Abhängigkeit von Brennstoff, Brennstoffgehalt, L/D-Verhältnis und Anfangsdruck

Die Abhängigkeit des maximalen Explosionsdruckes bzw. der Druckanstiegsrate vom Brennstoffgehalt wird in zylindrischen Behältern und kurzen Rohrleitungen von [17] - [19] und [20] als parabelförmig beschrieben. Nach der DIN EN 14994 [21] werden Systeme mit einem Längen/Durchmesser-Verhältnis von $L/D \leq 10$ als (lang gestreckte) Behälter und von $L/D > 10$ als Rohr definiert. In [18] - [20] wurden Explosionsdrücke abhängig vom Brennstoffgehalt für Industriegasgemische in unterschiedlichen Versuchsgeometrien, die nach DIN EN 14994 [21] Behältern ($L/D \leq 10$) entsprechen, durchgeführt. In der Arbeit von Phylaktou et al. [17] wurde ein Reaktionsvolumen mit einem $L/D = 22$ und einem Durchmesser $D = 0,076$ m verwendet. Daraus folgt, dass nach der DIN EN 14994 [21] nur die Ergebnisse von Phylaktou et al. das Explosionsverhalten in Rohrleitungen beschreiben.

Die in der Industrie verwendeten Rohrleitungen erreichen L/D-Verhältnisse von $L/D > 40$ (z. B. Biogasanlagen, Petrochemie, Entgasung von Deponien, chemische Industrie, Transport von Prozessgasen (z. B. Gichtgas im Hochofenprozess)). Es stellt sich daraus die Frage ob es möglich ist, die Ergebnisse aus den bisher durchgeführten Experimenten $L/D \leq 40$ auf industrielle Anlagen übertragen zu können.

Die Flammengeschwindigkeiten wurden in Abhängigkeit des Brennstoffgehaltes von Oh et al. [19] bestimmt. Dabei wurde ein offenes System benutzt, sodass durch die Verbrennung das Frischgas in Richtung der Öffnung gedrückt wurde. In Industrieanlagen sollen dagegen Flammendurchschlagssicherungen das zerstörungsbedingte Öffnen der Anlage vermeiden, weshalb andere Bedingungen vorliegen als in den Experimenten von Oh et al. [19].

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass keine Daten über die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Flammenfronten in geschlossenen Rohrleitungen in Abhängigkeit des Brennstoffes vorliegen. Zum Explosionsdruck fehlen Daten, die in technisch relevanten Rohrlängen bestimmt wurden.

Die maximale Druckanstiegsrate steigt proportional zum Anfangsdruck an, wie von Razus et. al. [20] beschrieben wird. Dabei erfolgten die Messungen in einem sphärischen ($r = 5 \text{ cm}$) bzw. zylindrischen Behälter mit einem Radius $r = 5 \text{ cm}$ und einer Höhe $h = 15 \text{ cm}$. Es ergeben sich L/D -Werte von 1-1,5 also Abmessungen, die deutlich unter den L/D -Verhältnissen der DIN EN 14994 für Rohre liegen. Auch in diesem Bereich muss der Einfluss des Anfangsdruckes auf den Explosionsdruckverlauf und die Flammengeschwindigkeit in industriellen Rohrleitungen untersucht werden.

Der Einfluss von verschiedenen Brennstoffen auf das Explosionsverhalten in Rohrleitungen wird von Kersten und Förster [22] beschrieben. Der dabei festgestellte Unterschied des maximalen Explosionsdruckes lag bei 1 bar (abs.) bis 2 bar (abs.) bei den verwendeten stöchiometrischen Propan/Luft- und stöchiometrischen Ethen/Luft-Gemischen.

Da nur der maximale Explosionsdruck gemessen/veröffentlicht wurde, ist es notwendig, dass die Flammengeschwindigkeiten ebenfalls bestimmt werden, da damit eine Validierungsmöglichkeit für die Beschreibung der Ausbreitung der Flammenfront gewonnen wird.

Kersten und Förster [22] haben festgestellt, dass der Explosionsdruck mit steigender Rohrlänge abfällt. Da der Explosionsdruck nur in Rohrlängen von $2 \text{ m} < L < 9 \text{ m}$ untersucht wurde, konnte nicht festgestellt werden, wie stark der Explosionsdruck in sehr langen Rohrleitungen absinken kann, oder ob der maximale Explosionsdruck sich asymptotisch einem Endwert nähert.

Für die Zielsetzung dieser Arbeit kann daraus abgeleitet werden, dass der maximale Explosionsdruck und die Flammengeschwindigkeit in langen Rohrleitungen möglichst bis zum Umschlagspunkt gemessen werden sollten.

Man findet bei Kersten und Förster [22] eine Beschreibung des Einflusses von

Rohrdurchmessern im Bereich von $69 \text{ mm} < D < 159 \text{ mm}$. Die höchsten Explosionsdrücke wurden dabei in der Leitung mit dem größten Rohrdurchmesser gemessen. Die Flammengeschwindigkeiten wurden hier nicht aufgezeichnet bzw. veröffentlicht.

2.2.2 Berücksichtigung von Zündort, Lage des Behälters und der Wechselwirkungen von Flammenfront und Druckwellen

In den Arbeiten von Wolanski et al. [18] und Razus et al. [20] wird dargestellt, dass der Explosionsdruck bzw. die Druckanstiegsrate von der Lage des Zündortes in Behältern abhängig ist. Beide Arbeiten erkennen, dass eine Verlagerung des Zündortes von der Behältermitte in Richtung Wände zu einem Absinken der Druckanstiegsrate bzw. des Explosionsdruckes führt.

Die Messungen von Razus et al. wurden in einem senkrecht stehenden Behälter ($L/D = 1,5$) durchgeführt. Hier haben zwei Parameter, Zündort und Lage des Behälters, Einfluss auf die Messwerte. Der jeweilige Einfluss der Einzelparameter ist jedoch nicht zu kennen. Wolanski et al. hat die Experimente sowohl in einem senkrecht stehenden Behälter ($L/D = 1,4$) als auch in einem horizontal liegenden Rohr mit ($L/D = 10,3$) durchgeführt.

Aus den Untersuchungen von Wolanski et al. [18] lässt sich erkennen, dass der Explosionsdruck unabhängig ist von der senkrechten oder horizontalen Lage der Rohrleitung, solange in der Mitte der Leitung gezündet wird. Dies basiert darauf, dass durch die mittige Zündung jeweils eine Flammenfront in Richtung der beiden Rohrenden läuft und somit keine Unterschiede aufgrund der Lage auftreten.

Erfolgt die Zündung an einem der beiden Blindflansche der geschlossenen Rohrleitung, so erfolgt die Ausbreitung bei senkrechter Rohrlage nach Messungen von Matthias Hahn etwas schneller, wenn am oberen Rohrende gezündet wird. Der maximale Explosionsdruck ist jedoch im Bereich der Schwankungsbreite in beiden Fällen (Zündung: oben oder unten) gleich.

Untersuchungen an senkrechten Rohrleitungen konnten im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt werden.

Die Arbeiten von [23] - [29] beschäftigen sich mit den Wechselwirkungen zwischen der Flammenfront und den Druckwellen. Da die Form der Flammenfront mit hoher Wahrscheinlichkeit keine Aussagen über den Umschlagpunkt zulässt, wird diese in der Arbeit nicht weiter untersucht.

2.3 Auswirkungen der Turbulenz induzierenden Einbauten und Störstellen

In den Untersuchungen von [17] - [19] und [30], [31] wird der Einfluss von Turbulenz generierenden Einbauten untersucht. In allen Arbeiten wird eine Erhöhung der Flammengeschwindigkeit bzw. Verkürzung der Reaktionszeit beobachtet. Mit Ausnahme von Oh et al. [19] wird ein Anstieg des Explosionsdruckes beschrieben. Dies erklärt sich aus der Tatsache, dass bei Oh et al. mit einem offenen System ($L/D = 4$) gearbeitet wurde.

Der Einfluss der Einbauten auf das Explosionsverhalten hängt vom Blockierungs-Verhältnis (engl.: blockage ratio, br; Verhältnis von Fläche der Blendenöffnung zur Fläche der Rohrleitung) ab, von der Entfernung zur Zündquelle bzw. zum Endflansch und vom Aufbau der Störstelle. Der Einfluss des br auf die von den Turbulenz generierenden Einbauten produzierte Turbulenz steigt bis zum Maximum in der Nähe von $br = 0,5$ und fällt dann wieder ab [31].

Wie Christill et al. in [30] festgestellt hat, können sich unterschiedliche Turbulenz induzierende Einbauten mit gleichem br in ihrer Wirksamkeit unterscheiden.

Der Einbauort bzw. die Abstände zwischen den Einbauten und der Zündquelle bzw. dem Endflansch beeinflussen die Wirkung wie [17] und [31] berichten, da die Wirksamkeit von der aufgebauten Druckdifferenz über die Störstelle abhängt. Diese erreicht den Höhepunkt in der Nähe der maximalen Druckanstiegsrate (ohne die Störstelle).

2.4 Numerische Simulation des Explosionsdruckverläufe

In den Arbeiten [16], [25] - [28], [32] - [35], werden Explosionsvorgänge in Rohrleitungen numerisch beschrieben. Dabei werden Rechenansätze/Modelle mit Kolbenströmungen zur Berechnung des Druckverlaufes in einfachen Behältern- und Zündgeometrien [34] verwendet. Es sind auch Ansätze über die Chapman-Jouguet-Theorie [16] oder aufbauend auf einer mathematischen Analyse [28] bzw. numerischen Simulation zu finden. Am häufigsten werden bei den numerischen Simulationen EDM- und EDC-Modelle verwendet, dagegen werden Flamelet-Modelle [33] bzw. die Software AutoReaGas [35] bisher nur selten benutzt.

Es werden bei den Untersuchungen, experimentell und numerisch, in der Literatur die unterschiedlichsten Randbedingungen bezüglich Rohrdurchmesser, Rohrlänge, Brennstoff, Brennstoffgehalt und offene/geschlossene Systeme verwendet. Ebenfalls ist auffällig, dass die Validierung der Simulation in der Regel nur auf der Basis eines Experimentes durchgeführt wird. Sollte die Simulation mit weiteren Messungen verglichen werden, so wird für diese bisher ein neuer Parametersatz erstellt (siehe Validierung von Bielert et al. [16]).

Ausschließlich eine numerische Simulation, die das Explosionsverhalten von mehreren Experimenten mit nur einem Parametersatz beschreiben kann, lässt sich zur Vorhersage des Umschlagsbereiches sicher einsetzen. Dabei muss das Modell eine Variation der Explosionsparameter erlauben, ohne dass ein neuer Parametersatz erforderlich wird.

3 Experimentelle Untersuchungen

Die experimentellen Untersuchungen lassen sich in:

- Versuche zur Messung von Strömungsgeschwindigkeiten und Turbulenzgraden
- Explosionsversuche

unterteilen. Aufgrund der unterschiedlichen Instrumentierung und Durchführung der Versuche werden diese in den folgenden Kapiteln getrennt dargestellt.

3.1 Strömungsgeschwindigkeiten und Turbulenzgrade

Für die Messungen von radialen Profilen der Strömungsgeschwindigkeiten wurde die Hitzdrahtanemometrie (engl.: constant temperature anemometry, CTA-Methode) eingesetzt. Bei diesem Messverfahren wird die Tatsache ausgenutzt, dass Strömung, die über eine beheizte Fläche streicht, zu deren Kühlung führt. Bei der beheizten Fläche handelt es sich im CTA-Verfahren um die Oberfläche eines dünnen, elektrisch beheizten Drahtes. Die gemessene Änderung des Widerstandes über den Draht verhält sich hierbei proportional zur Strömungsgeschwindigkeit.

Der Aufbau der Versuchsanordnung ist in Abb. 4 dargestellt.

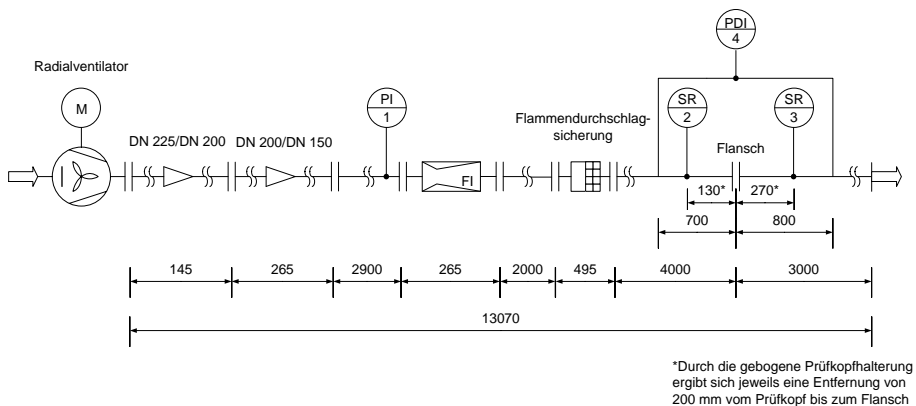


Abb. 4: Instrumentierung und Abmessung der Rohrleitungsstrecke

Die Messstrecke setzt sich dabei aus den folgenden Komponenten zusammen:

- Radialventilator zur Erzeugung des Volumenstromes
- Reduzierstücke für den Übergang vom Anschluss des Ventilators an die Rohrleitung

- Venturidüse zur Messung des Volumenstroms
- Flammendurchschlagssicherung, hier nur benutzt um eine näherungsweise Propfenströmung in der Messstrecke zu erzeugen
- 2 zusammengeflanschte Rohrleitungen, Verbindungsflansch ist der Messflansch, teilweise mit eingebauten Blenden
- Es bestand die Möglichkeit über den Messort die Druckdifferenz, z. B. aufgrund von Einbauten/Blenden, zu bestimmen.

Zur Erzeugung des Volumenstromes wurde ein Radialventilator der Firma Piller verwendet. Der Übergang vom Ventilator auf die Rohrleitung mit eingebauter Venturidüse der Firma Dosch Messapparate GmbH, zu Kontrolle des eingestellten Volumenstromes, erfolgte über zwei Reduzierstücke. Um eventuelle Dralleffekte der Strömung aufgrund der Erzeugungsart zu minimieren, wurde als Gleichrichter eine Flammensperre mit parallel zur Strömungsrichtung laufenden Kanälen verwendet. Im Anschluss waren zwei Rohrstücke angeschraubt, über deren Verbindungsflansch (Messflansch) die Strömungsgeschwindigkeit mittels CTA-Methode bestimmt wurde. Damit die Messsonde axial zur Hauptanströmrichtung ausgerichtet werden konnte, wurde sie über eine gekrümmte Sondenhalterung eingeführt. Um die Sonde über den gesamten Rohrquerschnitt verstellen zu können, wurde sie über eine abdichtende Fixierschraube befestigt.

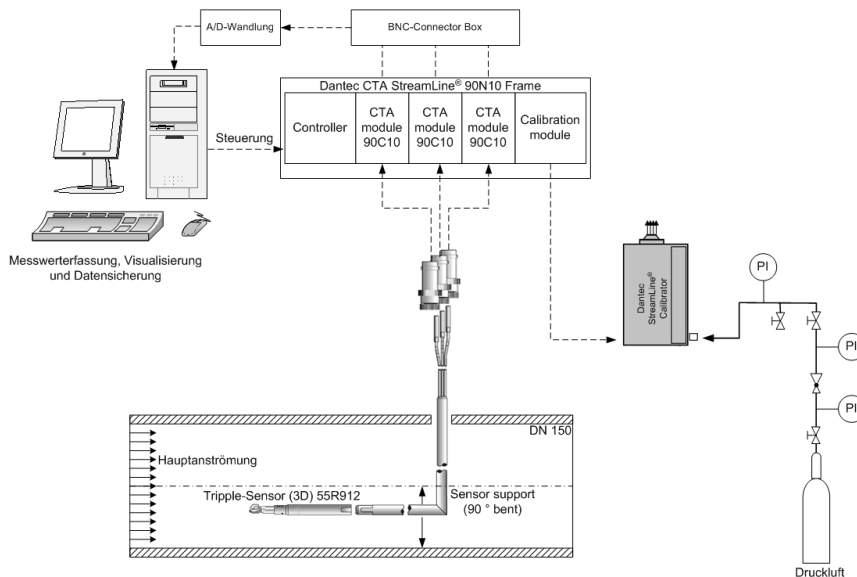


Abb. 5: Aufbau der Signalwege des Hitzdrahtanemometers

Der Aufbau der Messtechnik ist in Abb. 1 dargestellt. Die hierbei eingesetzte

Messtechnik der Firma Dantec setzt sich aus der 3D-Sonde 55R912 mit gekrümmter Sondenhalterung (90 °), dem CTA “StreamLine®” 90N10 Frame mit fünf CTA-Modulen 90C10 und dem “StreamLine®” Calibrator zusammen.

Die gekrümmte Sondenhalterung wurde verwendet, damit im geschlossenen Rohr in Richtung der Hauptströmung, der 3D-Messkopf die Strömungsgeschwindigkeit und deren Turbulenzanteil räumlich auflösen konnte.

Der Messkopf hatte folgende Eigenschaften:

- Fiber-Film-Sonde (Sensormaterial Nickel),
- Sensoren: Durchmesser 70 µm, Länge 1,25 mm (Materialstärke Quarzmantel 5 µm),
- Sensorenwiderstand jeweils 6 Ohm,
- Maximale Frequenz 90 kHz.

Es mussten folgende Randbedingungen bei den Messungen eingehalten werden:

- Maximale Umgebungstemperatur 150 °C,
- Geschwindigkeitsbereich 0,2 m/s - 350 m/s.

Der CTA-Messkopf wurde an den Messpunkten SR2 und SR3 in Abb. 4 eingebaut. Um eine genaue Messung zu gewährleisten, musste der Messkopf immer in Hauptanströmrichtung ausgerichtet sein. Die Messunsicherheit der Strömungsgeschwindigkeiten setzt sich aus den folgenden Termen zusammen: Messunsicherheit der Kalibrierung, Linearisierung (Kurvenanpassung), Temperaturabweichungen (Kalibrierung - Experiment), A/D-Board-Auflösung, Sensorpositionierung, Änderungen des Drucks, der Gaszusammensetzung und der Luftfeuchtigkeit. Die ersten drei Anteile dominieren in der Regel den Gesamtfehler.

Für die experimentellen Untersuchungen der Strömungsgeschwindigkeiten mit den oben dargestellten Einrichtungen beträgt die Messunsicherheit nach [36] $\leq 4 \%$.

Die Sonde wurde vor den Versuchen für einen Geschwindigkeitsbereich von 1 m/s - 60 m/s kalibriert. Die Messtechnik ermöglichte eine voll automatisierte Kalibrierung, wobei in der Austrittsdüse über nahezu den gesamten Querschnitt eine einheitliche Geschwindigkeit eingestellt werden konnte. Eine zusätzliche Kalibrierung nach den experimentellen Untersuchungen sollte sicherstellen, dass durch die dauernden Belastungen bei den Anströmungen keine Änderungen der Spannungsabhängigkeiten von den Strömungsgeschwindigkeiten auftraten. Die

Messungen wurden mit einer Frequenz von 15 kHz durchgeführt.

Versuchsablauf:

Bei den Versuchen musste zunächst der Messkopf an die gewünschte Position im Rohrdurchmesser gebracht werden. Dazu wurde der Messflansch geöffnet und der Sensor eingebaut. Nach dem Schließen des Flansches erfolgte nun die Einstellung der für die gewünschte Strömungsgeschwindigkeit benötigten Drehzahl des Lüfters, und nach kurzer Wartezeit wurde die Messung gestartet. Im Anschluss daran wurden noch Messungen mit zwei weiteren Strömungsgeschwindigkeiten vorgenommen. In der folgenden Versuchsreihe konnte der Messsensor, ohne den Flansch zu öffnen, auf die nächste Position im Rohrdurchmesser eingestellt werden. Auf diese Weise konnten 17 Messpunkte nacheinander über den gesamten vertikalen Rohrdurchmesser angesteuert werden.

3.2 Explosionsversuche

Im Rahmen der Explosionsversuche wurden der Explosionsdruck (-verlauf) und die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit der Parameter:

- Rohrlänge
- Rohrdurchmesser
- Anfangsdruck
- Brennstoff
- Brennstoffgehalt
- Einfluss von zusätzlich eingebauten Turbulenz Generatoren
- Wandrauigkeit

bestimmt.

Die Messungen wurden in 2 Messanordnungen durchgeführt:

1. Versuche in Stahlrohren, DN 150 (D = 159 mm) L = 0,6 m, 2 m, 3 m 4 m 6 m, 12 m, 14 m, 15 m, 16m, 18 m, 22,5 m, 24 m, 30 m; DN 100 (D = 100 mm) L = 0,5 m, 2 m, 3 m, 8 m; DN 80 (D = 80 mm) L = 1,7 m, 7 m, 13 m
2. Versuche in Kunststoffrohren D = 70 mm L = 5 m, 10,5 m, 12m; D = 170 mm L = 4 m, 8 m, 12 m, 16 m.

3.2.1 Bestimmung des Explosionsdruckes und der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit in Stahlrohren

Die Geschwindigkeit, mit der sich die Reaktionsfront ausbreitet, wird als Flammenausbreitungsgeschwindigkeit u_F bezeichnet und nach (3.1) berechnet:

$$u_F = \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{s_{MP2} - s_{MP1}}{t_{MP2} - t_{MP1}} . \quad (3.1)$$

Weiterhin wird die gesamte Länge der Versuchsstrecke als Rohrlänge bezeichnet (Abb. 6). Der Abstand zwischen den Messpunkten (MP1 und MP2) und dem Zündflansch wird als Position in der Rohrleitung bezeichnet.

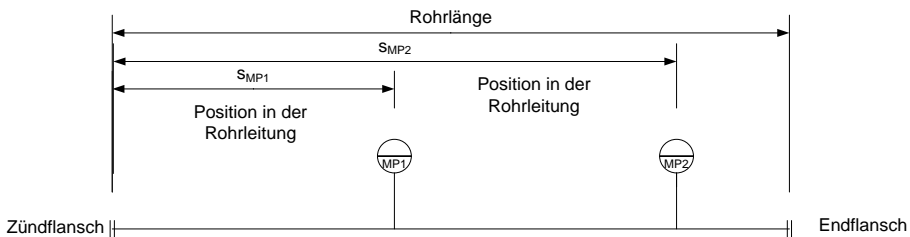


Abb. 6: schematische Darstellung der Rohrlänge und Position in der Rohrleitung (MP = Messpunkt)

Die Explosionsversuche wurden in einer geraden, beidseitig geschlossenen Rohrleitung durchgeführt. Die gewünschte Rohrlänge setzte sich aus mehreren aneinander geflanschten Segmenten zusammen. Damit die Rohrstrecke nach dem Befüllen mit dem Gasgemisch verschlossen werden konnte, wurden die Zugänge von Gasversorgung, Vakuumpumpe und Abluft mit Ventilen bestückt. Die Messsensoren wurden durch entsprechende Bohrungen in die Rohrwand eingeführt. Hierbei wurde darauf geachtet, dass sie innerhalb der Rohrleitung bündig mit der Wand abschließen.

Ausschließlich bei den Messungen mit Turbulenz generierenden Einbauten wurde in die Rohrleitung am Zündflansch ein 0,6 m langes Rohrstück und die Blenden mit $d/D = 0,3, 0,6$ und $0,8$ eingebaut (siehe auch Abb. 7).

Die Messung der Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten erfolgte mit Photodioden. Der in Vorversuchen vorgenommene Vergleich von Photodioden und Messungen mit einer Hochgeschwindigkeitskamera ist in 3.2.2.1 Experimentelle Untersuchungen beschrieben.

Der Druckverlauf wurde, in dieser Arbeit normalerweise, mit Silikon beschichteten PCB-Druckaufnehmern (siehe auch Tab. 1) gemessen. Der Vergleich mit den anderen Sensoren erfolgte in Vorversuchen, siehe auch Kapitel

3.2.1.1

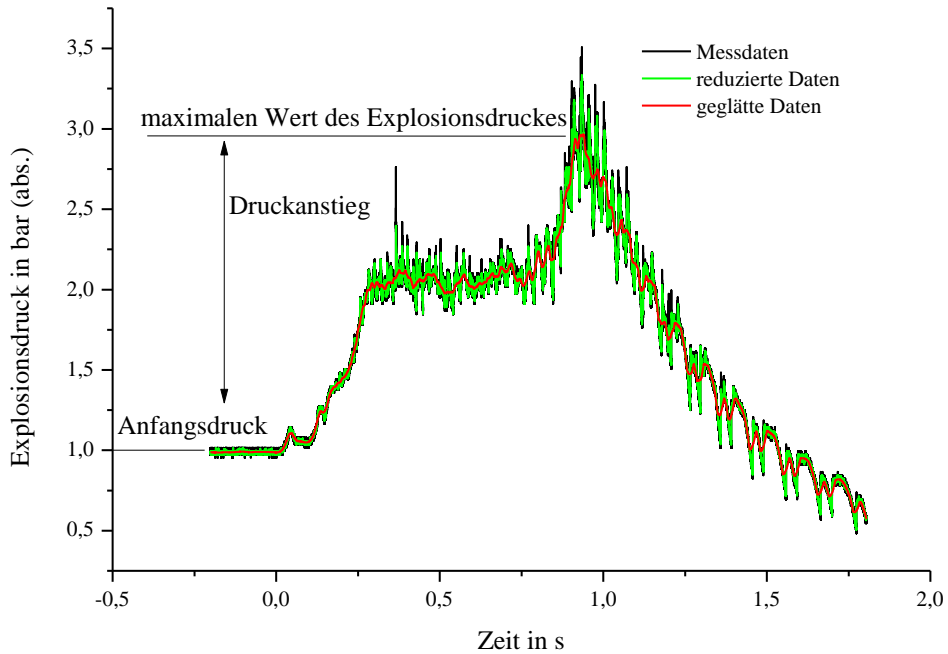


Abb. 8: Bestimmung des maximalen Explosionsdruckes aus den experimentellen Messdaten

Explosionsdruckverläufe gemessen mit verschiedenen Drucksensoren.

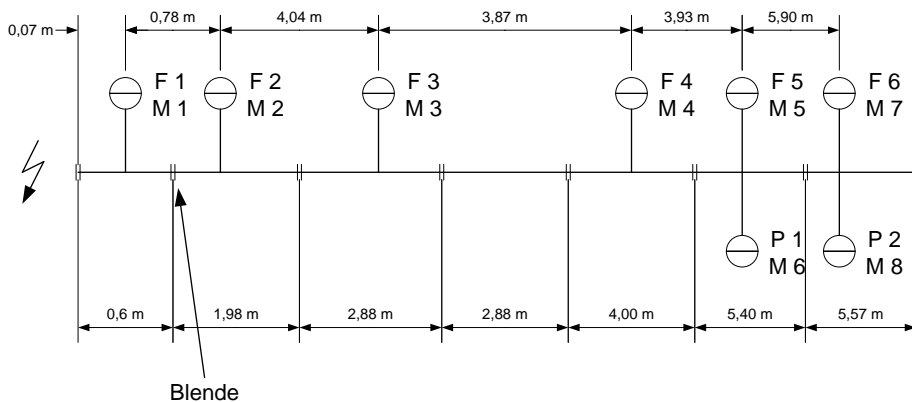


Abb. 7: schematischer Aufbau der Versuchsstrecke bei den Blendenversuchen

(F = Photodioden, P = Drucksensor und M = Messstelle)

Die dabei verwendeten Sensoren sind in Tab. 1 aufgeführt.

Tab. 1: Piezoelektrische Druckaufnehmer

Hersteller	Sensortyp	Empfindlichkeit	Messbereich	Bemerkung
PCB	M113A22	0,15 mV/kPa \pm $7 \cdot 10^{-3}$ mV/kPa	0 bar - 345 bar	
	M113A24	0,73 mV/kPa \pm $4 \cdot 10^{-2}$ mV/kPa	0 bar - 69 bar	
	M119A	0,73 mV/kPa	0 bar - 69 bar	temperatur-kompensiert
Kistler		0,05 mV/kPa	0 bar - 100 bar	

Der Transientenrekorder der Firma MF Instruments zeichnete mit dem Programm TRANSAS [36] die Daten auf, visualisierte sie und speicherte sie ab. Die Messung der Signale erfolgte mit einer Abtastfrequenz von 180 kHz bei deflagrativem Verlauf und mit 1 MHz, sobald bei den Messungen ein detonativer Verlauf auftrat.

Versuchsablauf:

Nach dem Einbau der bündig mit der Rohrwand abschließenden Sensoren und der Dichtigkeitsprüfung mittels Überdruck, wurde die Rohrleitung mit dem zu messenden Gasgemisch bis zum gewünschten Anfangsdruck gefüllt. Aufgrund der unterschiedlichen Anlagen zur Gemischherstellung wurde die Rohrleitung in der PTB mit dem 5 bis 10-fachen Rohrvolumen an Gasgemisch gespült. In der BAM wurde die Rohrleitung evakuiert und dann mit dem Gasgemisch gefüllt.

Das Gasgemisch wurde in der BAM nach dem Partialdruckverfahren, in der PTB mit einer kontinuierlichen Mischanlage mit anschließender Sauerstoffrestkonzentrationsmessung erzeugt. Bei beiden Verfahren besteht die Möglichkeit, das Gemisch anhand der Normspaltweite zu überprüfen.

Nach Erreichen des Anfangsdruckes wurde die Rohrleitung geschlossen und die Zündung eingeleitet. In der BAM wurde über eine Drahtexplosion mit einer Zündenergie von 8 J bis 12 J; in der PTB über einen Zündfunken mit einer Zündenergie von 0,2 J gezündet. In beiden Fällen unterscheidet sich der Druckverlauf nicht. Nach Ablauf der Reaktion wurde die Rohrleitung geöffnet und mit Druckluft gespült, um das bei der Verbrennung entstandene Wasser weitestgehend zu entfernen. Die Messdaten wurden digital abgespeichert.

Die Auswertung dieser Messdaten erfolgte mittels einer selbst geschriebenen Routine im Programm Matlab [37]. Als erster Schritt erfolgte hier eine Datenreduzierung auf 5000 Werte pro Sekunde. Bei dieser Reduktion wurde die

Verschiebung der Zeitachsen zwischen der reduzierten Zeit und den existierenden Messzeitpunkten beachtet, die entsprechenden reduzierten Messwerte wurden durch Interpolation aus den nächsten Messwerten bestimmt. Bei einer Deflagration wurden die Druckkurven weiterhin mit einem Savitzky-Golay-Filter (s. a. Domma [38]), mit einem linearen Kurvenfit im Fourier-Raum über einen gleitenden Bereich von 11 Punkten, geglättet. Der maximale absolute Explosionsdruck wird, wie in Abb. 8 gezeigt, aus dem Druckanstieg vom Anfangsdruck auf den Wert des Explosionsdruckverlaufes und dem Anfangsdruck berechnet.

Da in den Messungen mehr als ein Drucksensor eingesetzt wurde, wurden alle so festgestellten maximalen Explosionsdrücke zur Berechnung eines Mittelwertes und dessen Standardabweichung herangezogen. Erfolgte der Übergang von der Deflagration zur Detonation während der Messung, so wurde das Maximum des Druckverlaufes manuell im Programm Origin [39] - [41] bestimmt.

Der Zeitpunkt, zu dem die Flamme von den Dioden detektiert wurde, ist über ein Grenzwertverfahren, bei dem das Messsignal einen vorher festgelegten Wert überschreitet, erfasst worden. Durch die Schwingungen der Gassäule wurde die Flamme von verschiedenen Photodioden mehrfach detektiert. Bei der Auswertung wurde nur die erste Detektion der Flammenfront für die Auswertung benutzt. Anhand des örtlichen und zeitlichen Abstandes zwischen den Dioden bzw. deren Signale lässt sich die mittlere Flammenausbreitung in dem jeweiligen Rohrabchnitt bestimmen.

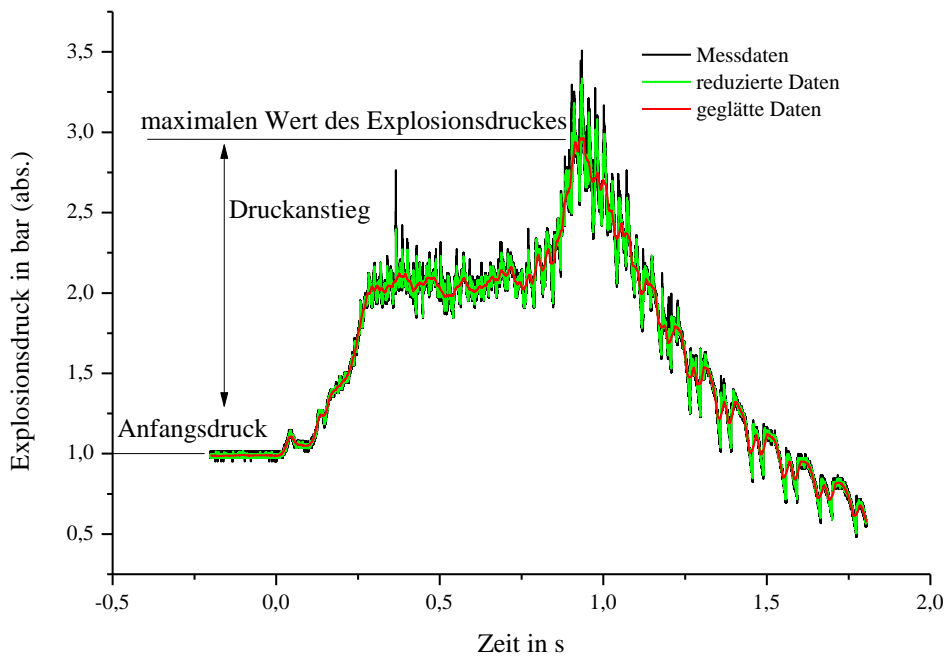


Abb. 8: Bestimmung des maximalen Explosionsdruckes aus den experimentellen Messdaten

3.2.1.1 Explosionsdruckverläufe gemessen mit verschiedenen Drucksensoren

In Vorversuchen mit den verwendeten PCB Druckaufnehmern wurde beobachtet, dass der Druck abfällt, sobald die Flammenfront die Position des Drucksensors erreicht. In weiteren Untersuchungen wurde festgestellt, dass der Abfall des Drucksignals eine Folge der erhöhten Temperatur in der Reaktionsfront und den verbrannten Gasen ist. Um mit den Sensoren arbeiten zu können, musste dieser Abfall ausgeschlossen werden, da durch ihn die Messergebnisse verfälscht wurden.

Es ergaben sich folgende Möglichkeiten zur Lösung des Problems:

- Thermische Entkopplung von Drucksensor und Gastemperatur durch manuelle Beschichtung des Sensors mit Silikon.
- Verwendung von temperaturkompensierten Drucksensoren,
- Verwendung von anderen Sensoren, die aufgrund ihrer Bauart keinen thermischen Einfluss auf den Druckverlauf zeigen.

Das Auftragen einer 2 mm bis 3 mm dünnen Silikonschicht versprach eine

schnelle und preiswerte Lösung des Problems, bedurfte aber der Überprüfung, ob die Messung nicht durch das Silikon verfälscht wurde. Darum wurden Vergleichsmessungen durchgeführt mit von Hand beschichteten PCB-Sensoren und den alternativen temperaturkompensierten Drucksensoren von PCB. Als Vergleichssensor wurde ein Kistler Drucksensor verwendet.

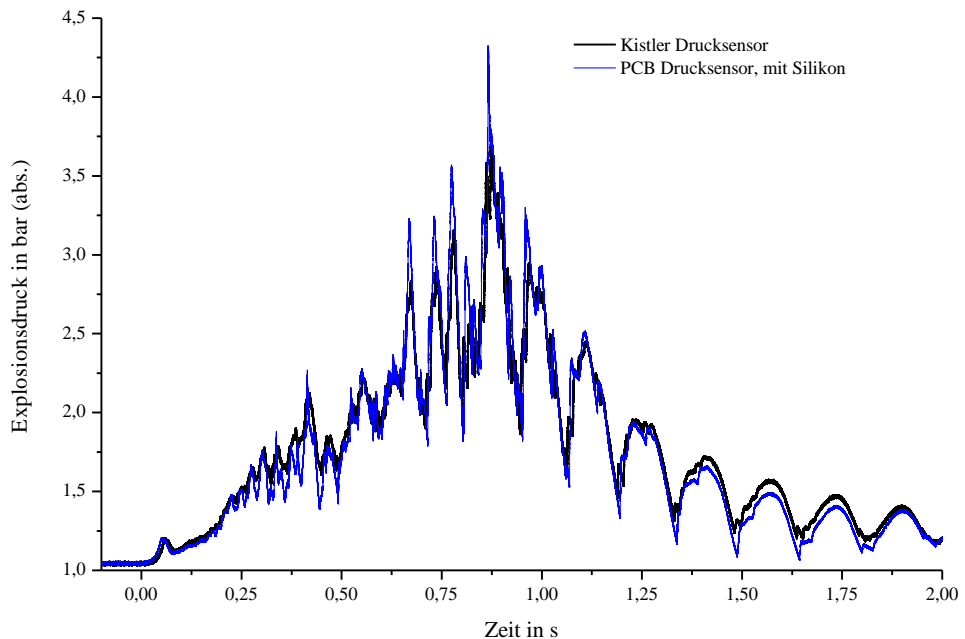


Abb. 9: gemessener Explosionsdruckverlauf von einem PCB-Drucksensor mit Silikonbeschichtung und einem Kistler Drucksensor an der gleichen Position in der Rohrleitung (stöchiometrisches Propan/Luft, $p_0 = 1,0$ bar, DN = 150, L = 30 m)

In Abb. 9 ist der gemessene Explosionsdruckverlauf für den Kistler und den Silikon beschichteten PCB-Drucksensor dargestellt. Dabei fällt auf, dass beide Verläufe deckungsgleich sind. Demzufolge hat die Silikonbeschichtung keinen Einfluss auf den gemessenen Druckverlauf.

Abb. 10 zeigt die Druckverläufe der drei PCB-Drucksensorvarianten: mit Silikon, ohne Silikon und temperaturkompensierter Drucksensor. Beim Sensor ohne Silikon fällt der Druck vor Erreichen des maximalen Explosionsdruckes ab und erreicht dabei negative Druckwerte. Beim temperaturkompensierten Drucksensor fällt der Druck deutlich früher ab und bildet fast nur noch die Schwingungen ab. In beiden Fällen werden negative absolute Druckwerte erreicht, die physikalisch nicht erklärbar sind. Der mit Silikon beschichtete Drucksensor zeigt wie in Abb.

10 dargestellt, keinen thermischen Einfluss auf den gemessenen Druckverlauf.

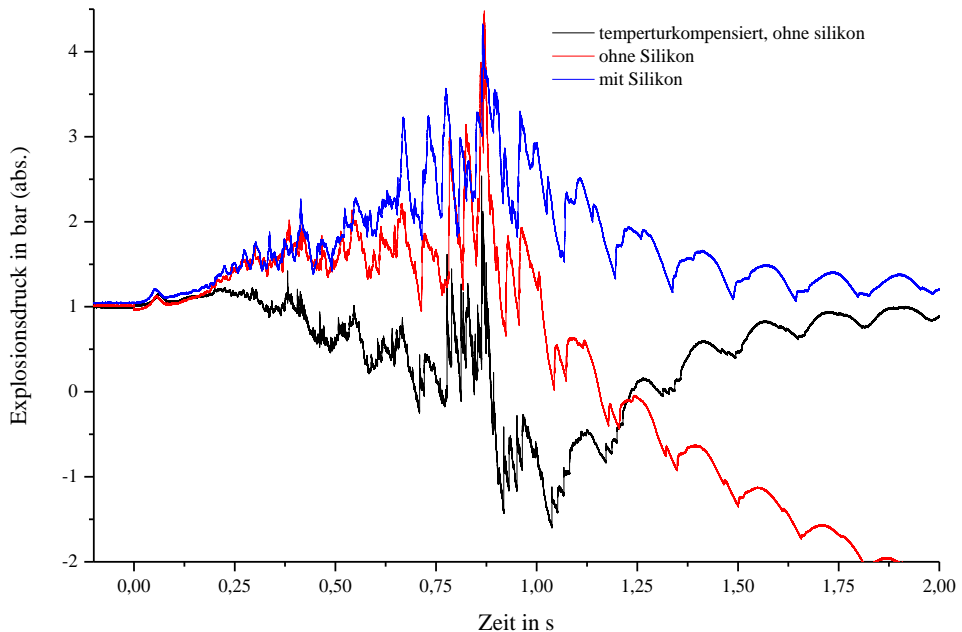


Abb. 10: aufgenommener Explosionsdruckverlauf über einen temperaturkompensierten, einen ohne und einen mit Silikon beschichteten PCB-Drucksensor

3.2.2 Versuche in Kunststoffrohren

Im Falle der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit musste die Frage geklärt werden, ob einzelne Messpunkte ausreichend sind oder ob es notwendig bzw. sinnvoll ist, die Flammenausbreitung anhand von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen kontinuierlich zu bestimmen.

Für diese Versuche wurden durchsichtige Kunststoffrohre aus Polycarbonat verwendet. In solchen Rohren konnte die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit über Photodioden und die Hochgeschwindigkeitskamera parallel festgehalten werden. Die synchrone Aufzeichnung der Messdaten der Photodioden erfolgte über den an die Hochgeschwindigkeitskamera (Ultima 512, der Firma Photron) angeschlossenen Multi Channel Rekorder (der Firma Photron). Parallel zu den Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten wurde der Druckverlauf über Silikon beschichtete PCB-Drucksensoren aufgezeichnet.

Versuchsablauf:

Nach dem Befüllen der Rohrleitungen wurden die Zu- und Ableitungen geschlossen und die Zündung ausgelöst. Nach dem Versuchsablauf folgte das Abspeichern der Messdaten und das Spülen der Rohrleitung mit trockener Luft, um die Feuchtigkeit (Reaktionsprodukt) zu entfernen.

Die Berechnung der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit anhand der Bilder der Hochgeschwindigkeitskamera wurde wie folgt bestimmt. Im ersten Schritt wurde der Hintergrund (ein vor der Zündung aufgenommenes Bild) von allen anderen Bildern abgezogen. Mit einem Schwellwertverfahren (ein vorher festgelegter Wert diente als Grenze zwischen Signal und Rauschen) wurde anschließend das Rauschen unterdrückt. Die Position der Flammenfront konnte anhand des Verhältnisses - Pixelanzahl zwischen Flammenfront und Zündflansch - zur Pixelanzahl zwischen - Zündflansch und Endflansch - bestimmt werden. Die Positionsangabe in Metern ergab sich aus der Multiplikation des Verhältnisses mit der gesamten Rohrlänge. Anhand der Zeitabstände zwischen den Bildern, die mit der Aufnahmegeschwindigkeit der Kamera vor der Messung eingestellt wurden, ließ sich so die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit berechnen.

Bei der Bestimmung der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit über Photodioden wurde im Datensatz der erste Zeitpunkt verwendet, an dem das Signal der Photodiode größer war als das Rauschsignal. Anhand der örtlichen und zeitlichen Abstände der Messpunkte bzw. deren Signale konnte auf diese Art die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit erhalten werden.

Die Auswertung des Druckverlaufes erfolgte analog wie in den Stahlrohren.

3.2.2.1 Einsatzmöglichkeiten der Hochgeschwindigkeitskamera

In Abb. 11 sind die Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten über der Zeit aufgetragen. Dabei wurden die Geschwindigkeiten einmal aus den Aufnahmen der Hochgeschwindigkeitskamera berechnet. In den anderen beiden Fällen wurden die Signale der Photodioden verwendet, hierbei wurden Abstände von 0,5 m bzw. 2,5 m zwischen den verwendeten Photodioden gewählt. Die mit der Hochgeschwindigkeitskamera gemessenen hohen Geschwindigkeiten konnten nur auf einzelnen Bildern beobachtet werden, danach gab es Bereiche mit Entwicklungen von weniger als 20 m/s und zum Teil ohne Flammenbewegung.

Die im Vergleich aufgetragenen Geschwindigkeiten, die mit den Photodioden bestimmt wurden, zeigen nur den gemittelten Verlauf der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit.

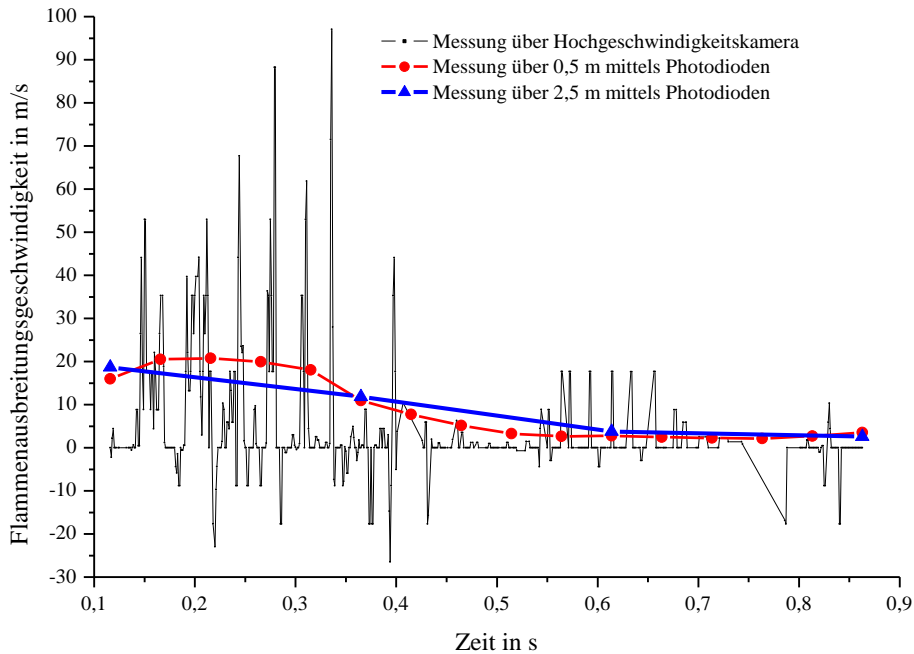


Abb. 11: Flammenausbreitungsgeschwindigkeit über der Zeit bei verschiedenen Abständen der Messpunkte (Propan/Luft stöchiometrisch, $D_{\text{innen}} = 70 \text{ mm}$, $p_0 = 1,0 \text{ bar}$ (abs.), $L = 10,8 \text{ m}$, Linien zwischen den Messwerten sind nur Verbindungslinien zur besseren Übersicht)

Die daraus resultierende Frage nach dem Vorteil der Messung mit der Hochgeschwindigkeitskamera, kann wie folgt beantwortet werden: „Um andauernde Beschleunigung selektiv detektieren zu können, reicht eine punktuelle Auflösung wenn mindestens 3 - besser mehr - Messpunkte innerhalb der Beschleunigungsphase liegen.“

Folglich ist es gut möglich, weiterhin mit Photodioden die Flammengeschwindigkeiten zu messen, auch wenn dabei nur der mittlere Wert der Geschwindigkeit bestimmt wird.

3.3 Messungen von Spaltweiten

Für den Vergleich verschiedener Brennstoff/Luft-Gemische mit identischer, flammendurchschlagssicherer Spaltweite mussten die Spaltweiten der Gemische ermittelt werden. Dazu wurde das normierte Verfahren nach IEC 60079-1-1 [42] verwendet.

Das in Abb. 12 dargestellte Normspaltenprüfgerät wird in der Norm als Standardapparatur festgelegt und entspricht dem verwendeten Messgerät. Das wesentliche Element des Verfahrens ist die über die Mikrometerschraube einstellbare Spalthöhe zwischen der oberen und unteren Spaltplatte. Durch diesen Spalt wird die innere Kammer, in der die Zündung erfolgt, von der äußeren Kammer getrennt.

Bei der Bestimmung der Normspaltweite wird das Messgerät mit dem zu untersuchenden Gasgemisch gespült. Danach wird die geschätzte Spalthöhe eingestellt und nach Erreichen des gewünschten Anfangsdruckes das System geschlossen und über die Zündelektrode gezündet. Durch das Fenster kann beobachtet werden ob die Spalthöhe noch klein genug ist, um ein Durchzünden von der inneren Kammer in den äußeren umgebenden Behälter zu verhindern. Nach erfolgter Zündung wird das System geöffnet, mit trockener Druckluft gespült und für die nächste Messung vorbereitet.

Erfolgt bei der Zündung der Durchtritt der Flamme durch den Spalt, so muss dieser zur Bestimmung der Spaltweite verringert werden. Wenn die Flamme den Spalt innerhalb von 10 Messungen nicht einmal passiert hat, gilt diese Spalthöhe als sicher für das verwendete Gemisch. Um die Normspaltweite zu bestimmen, muss die größte noch durchzündsichere Spalthöhe bestimmt werden.

Da die Normspaltweite abhängig ist von der Gemischzusammensetzung, wird die kleinste Grenzspaltweite, die über den gesamten Bereich der Brennstoffkonzentration bestimmt wurde, auch als maximum experimental safe gap (MESG) bzw. Normspaltweite bezeichnet.

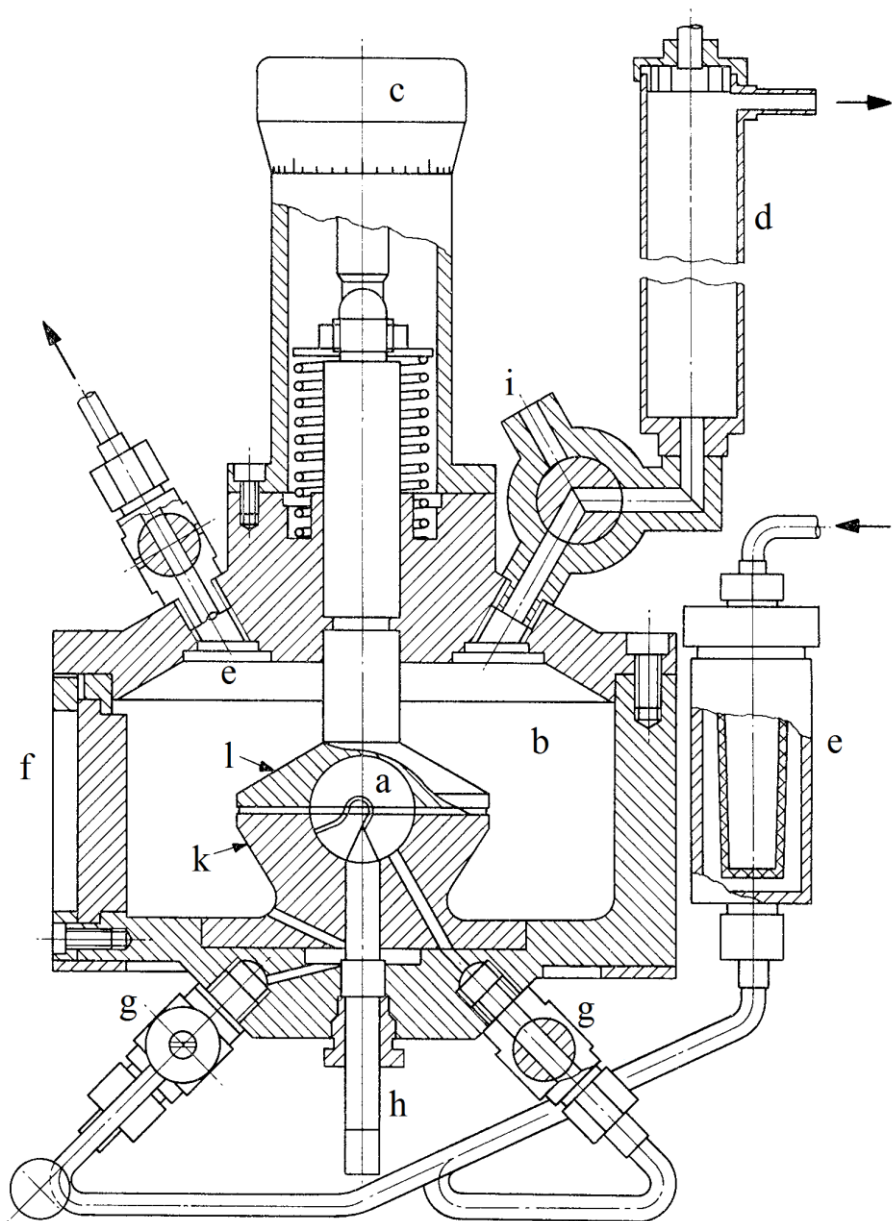


Abb. 12: Normspaltenprüfgerät nach IEC 60079-1-1 [42] (Zeichnung der PTB), a: innere Kammer, b: äußerer zylindrischer Bereich, c: Mikrometer Schraube, d, i: Auslass, e: Flammensperre, f: Beobachtungsfenster, g: Gaseinlass, h: Zündelektrode, k: untere Spaltplatte, l: obere Spaltplatte.

4 CFD-Simulation

4.1 Erhaltungsgleichungen

Über den zeitlichen Verlauf und die örtliche Abhängigkeit der Erhaltungsgrößen Gesamtmasse, Energie, Impuls und Komponentenmasse (Speziesmasse), wird die turbulente reaktionsfähige Strömung in einem System vollständig beschrieben. Die dabei verwendeten Bilanzgleichungen haben den gleichen allgemeinen Aufbau mit folgenden Termen (4.1).

$$\begin{array}{cccc} I & II & III & IV \\ \frac{\partial f}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{\Phi}_f & = & q_f & + s_f \end{array} \quad (4.1)$$

Hierin bedeuten:

- I. Akumulationsterm: zeitliche Änderung der Größe f , z. B.: Masse, Energie oder Impuls
- II. Stromdichteterm oder Flussterm: Anteil der Änderung der Größe f , durch Diffusion, Konvektion und Wärmeleitung. In verschiedenen Veröffentlichungen wird die Konvektion als separater Term eingeführt.
- III. Quellterm q_f infolge von chemischen Reaktionen
- IV. sogenannter Fernwirkungsterm s_f beschreibt den Anteil der Änderung der Größe f durch von außerhalb in das Volumenelement wirkende Einflüsse, z. B.: Gravitation, Wärmestrahlung

Abhängig von der Problemstellung sind ein oder mehrere Terme möglicherweise zu vernachlässigen.

Die oben erwähnten Erhaltungsgrößen werden, da sie sich mit dem Umfang des betrachteten Systems ändern, als extensive Größen bezeichnet. Deshalb lassen sich diese Werte durch Integration ihrer Dichtefunktion über alle Volumenelemente Ω des Systems berechnen (siehe auch (4.1)):

$$F_{(t)} = \int_{\Omega} f(\vec{r}, t) dV . \quad (4.2)$$

Nach (4.2) ergibt sich die Änderung der Größe F aus der Summe der infinitesimalen Änderungen in den einzelnen Volumenelementen. Es formuliert sich die Gleichung (4.3)

$$\frac{\partial F}{\partial t} = \int_{\Omega} \frac{\partial f}{\partial t} dV . \quad (4.3)$$

Die Erhaltungsgleichung der Gesamtmasse (Kontinuitätsgleichung) lässt sich wie folgt darstellen (4.4):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{v}) = 0 . \quad (4.4)$$

Bei der Größe $F = m$ ist die zugehörige Dichte die Massendichte ρ . Die Massenstromdichte errechnet sich aus der Strömungsgeschwindigkeit \vec{v} und der Massendichte. Da Masse nicht vernichtet oder erzeugt werden kann, fallen die inneren und äußeren (Fernwirkungsterm) Quellterme weg. Für die Massenbilanz ergibt sich somit die Gleichung (4.4).

Die Komponentenmasse lässt sich wie folgt darstellen:

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_i \vec{v}) + \operatorname{div} \vec{j}_i = M_i r_i . \quad (4.5)$$

In Gleichung (4.5) tritt $f = \rho_i$ auf, für die Komponentenmassen ergeben sich in Bezug auf die Dichtefunktion und die Stromdichte nur die Änderung, dass hier die Spezies bezogene Massendichte bzw. Strömungsgeschwindigkeit verwendet werden muss. Die Spezies bezogene Strömungsgeschwindigkeit setzt sich dabei aus der mittleren Strömungsgeschwindigkeit des Schwerpunktes und der relativen Geschwindigkeit der Spezies zusammen. Das Produkt aus der partiellen Massendichte und der relativen Geschwindigkeit zum Schwerpunkt bezeichnet man auch als Diffusionsstrom \vec{j}_i . Da die Spezies sich aufgrund einer chemischen Reaktion ineinander umwandeln können folgt, dass der innere Quellterm aus dem Produkt der molaren Masse der Spezies M_i und der Bildungsgeschwindigkeit r_i besteht. Analog zur Bilanz der Masse entfällt auch hier der Fernwirkungsterm.

Die Berechnung des Impulses erfolgt nach der folgenden Gleichung:

$$\frac{\partial(\rho \vec{v})}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{v} \otimes \vec{v}) + \operatorname{div} \vec{\rho} = \rho \vec{g} . \quad (4.6)$$

Da sich der Impuls aus der Masse und der zugehörigen Geschwindigkeit berechnet, ergibt sich die Impulsdichtefunktion $\rho \vec{v}$ aus der Massendichte und der Geschwindigkeit. Die Stromdichtefunktion setzt sich aus dem konvektiven Anteil $\rho \vec{v} \otimes \vec{v}$ und der Änderung des Impulses $\vec{\rho}$ aufgrund von Reibungs- und Druckkräften zusammen. Quellterme treten bei der Impulserhaltungsgleichung nicht auf, im Gegensatz zum Fernwirkungsterm, der sich aus dem Produkt der

Erddanziehungskraft und der Massendichte ergibt.

Die gesamte Enthalpie wird nach der Gleichung (4.7) berechnet:

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v} h + \vec{j}_q) + \bar{p} : \text{grad} \vec{v} - \text{div}(\rho \vec{v}) = q_r + q_f . \quad (4.7)$$

Die spezifische Gesamtenthalpie e in J/kg berechnet sich aus der Massendichte und der spezifischen Gesamtenergie. Die Energiestromdichte setzt sich aus den drei Anteilen der Konvektion $\rho e \vec{v}$, der Energieänderung durch Druck- und Reibungskräfte $\bar{p} \vec{v}$ und der Wärmeleitung \vec{j}_q zusammen. Als Fernwirkungsterm tritt die Strahlung q_r auf.

Die Gleichung (4.6) ist nach Gerlinger [43], Fröhlich [44] und Landau [10] die Navier-Stokes Gleichung. In einigen Literaturstellen (z. B.: Warnatz [45]) werden unter den Navier-Stokes Gleichungen (NSG) die Gleichungen (4.4) bis (4.7) verstanden. Diese sind prinzipiell in der Lage, reaktive Strömungen zu beschreiben. Eine exakte Lösung der NSG wird bei der Direkten Numerischen Simulation (DNS) berechnet, aufgrund des großen Rechenaufwandes ist dies zur Zeit nur für sehr kleine Systeme möglich. Dieser Aufwand basiert darauf, dass bei der DNS jede Bewegung, auch die innerhalb der Turbulenzwirbel des Fluids, aufgelöst wird. Um dies zu erreichen, müssen entsprechend viele Knotenpunkte - Punkte an denen die Berechnung der Gleichung erfolgt - im Volumen errechnet werden.

Um Systeme mit technisch relevanten Dimensionen berechnen zu können, müssen die NSG vereinfacht werden. Die Reynolds Mittelung bietet hier eine Lösung. Dabei werden die Größen $q = w_i, \vec{v}, h$ in einen Mittelwert \tilde{q} und die Schwankung q'' (Fluktuation) zerlegt (4.8):

$$q(\vec{r}, t) = \tilde{q}(\vec{r}, t) + q''(\vec{r}, t) . \quad (4.8)$$

Nach der Mittelung erhält man die Reynolds gemittelten Navier Stokes Gleichungen (4.9) - (4.12). Die dabei getroffenen Näherungen werden in [45] beschrieben:

$$\frac{d\bar{\rho}}{dt} + \text{div}(\bar{\rho} \tilde{\vec{v}}) = 0 , \quad (4.9)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho} w_i)}{\partial t} + \text{div}(\bar{\rho} \tilde{\vec{v}} w_i) + \text{div}\left(-\overline{\rho D_i \text{grad} w_i} + \overline{\rho \vec{v}'' w_i''}\right) = \overline{M_i r_i} , \quad (4.10)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{\tilde{v}})}{\partial t} + \text{div}(\bar{\rho}\tilde{\tilde{v}} \otimes \tilde{\tilde{v}}) + \text{div}\left(\bar{\tilde{p}} + \overline{\rho\tilde{v}'' \otimes \tilde{v}''}\right) = \bar{\rho}\tilde{\tilde{g}} \ , \quad (4.11)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{\tilde{h}})}{\partial t} - \frac{\partial\bar{p}}{\partial t} + \text{div}(\bar{\rho}\tilde{\tilde{v}}\tilde{\tilde{h}}) + \text{div}\left(-\bar{\lambda} \text{grad} T + \overline{\rho\tilde{v}''h''}\right) = \bar{q}_r \ . \quad (4.12)$$

Mit Ausnahme der Kontinuitätsgleichung (4.10) enthalten alle gemittelten NSG den Term $\overline{\rho\tilde{v}''q''}$ mit $q'' = w_i, \tilde{v}, h$. Der Term beschreibt den turbulenten Transport und ist nicht bekannt. Somit sind mehr Unbekannte als Bestimmungsgleichungen vorhanden. Um dieses Schließungsproblem der Turbulenz zu beseitigen, wird der Term $(\overline{\rho\tilde{v}''q''})$ über Turbulenzmodelle modelliert.

In der Komponentenbilanz (4.10) wird als innerer Quellterm $(\overline{M_i\tilde{r}_i})$ die chemische Umwandlung der Edukte in die Produkte beschrieben. Demzufolge muss die mittlere Reaktionsgeschwindigkeit \tilde{r}_i bestimmt werden. Die Aufgabe wird in dieser Arbeit über die Verbrennungsmodelle Eddy Dissipation Modell und Burning Velocity Modell gelöst.

Als weiterer unbekannter Term muss die Wärmestrahlung \bar{q}_r in der Energiebilanz (4.12) über ein Strahlungsmodell modelliert werden.

4.1.1 Turbulenzmodelle

Turbulenzmodelle werden in verschiedenen Quellen anhand der Anzahl von Differenzialgleichungen unterschieden. Der tatsächliche Unterschied liegt aber darin, dass die Modelle die Turbulenz auf unterschiedlichen Längenskalen beschreiben. Die genauesten Ergebnisse werden mit der Direkten Numerischen Simulation (DNS) erhalten, die allerdings auch die höchste Rechenzeit, selbst bei einfachen und sehr kleinen Problemstellungen benötigt. Mit den heutigen Rechenkapazitäten werden teilweise Problemstellungen mit dem Large-Eddy Turbulenzmodell berechnet, wobei jedoch ebenfalls hohe Rechenzeiten benötigt werden. Die schnellsten und heute am weitesten verbreiteten Turbulenzmodelle werden RANS-Modelle (nach den Reynolds gemittelten Navier Stokes Gleichungen die in diesen Modelle gelöst werden) genannt. Heute werden in der Praxis oft RANS-Modelle mit zwei Gleichungen verwendet. Die bekanntesten Modelle sind einmal das $k\varepsilon$ - und das $k\omega$ -Modell. Hierbei beschreiben beide Modelle die Abnahme der kinetischen Energie k durch Zerfall/Dissipation der Wirbel in Wärme. Beim $k\varepsilon$ -Modell wird die Abnahme der Wirbelgröße durch die Dissipationsgeschwindigkeit ε beschrieben [43] - [46]. Im $k\omega$ -Modell wird die Änderung der turbulenten kinetischen Energie über die charakteristische Frequenz ω , die die Dissipation der Wirbel beschreibt [43] und [45].

Vergleicht man die berechneten Ergebnisse der beiden Modelle mit den in Experimenten gemessenen Zahlen, so ist festzustellen, dass das $k\varepsilon$ -Modell in freier Strömung die Turbulenz besser beschreibt als das $k\omega$ -Modell [43]. Umgekehrt verhält es sich in der Nähe der Wand. Hier liefert das $k\omega$ -Modell die exakteren Übereinstimmungen mit den empirischen Versuchen. Als Weiterentwicklung schaltet daher das Shear Stress Transfer Modell (SST) von Mentor [48] zwischen dem $k\omega$ -Modell in Wandnähe und dem $k\varepsilon$ -Modell in freier Strömung um.

Innerhalb dieser Arbeit werden nur das $k\varepsilon$ - und das SST-Modell verwendet. Der in Ansys CFX eingestellte Gleichungssatz für diese beiden Modelle ist unverändert verwendet worden. Für den vollständigen Gleichungssatz wird auf die Arbeiten von ANSYS [47], Mentor [48] und den Arbeiten von Launder und Spalding verwiesen.

4.1.2 Verbrennungsmodelle

Da nach der Komponentenbilanz in der NSG (4.5) bzw. gemittelten NSG (4.10) die Umwandlung der Reaktionspartner, im Quellterm $M_i \bar{r}_i$ bzw. $\bar{M}_i \bar{r}_i$, berücksichtigt wird, muss die unbekannte mittlere Reaktionsgeschwindigkeit \bar{r}_i modelliert werden.

Die mittlere Reaktionsgeschwindigkeit \bar{r}_i wird in Verbrennungsmodellen wie dem Eddy Dissipation –Modell oder dem Burning Velocity Modell modelliert.

4.1.2.1 Eddy Dissipation Modell

Dem Eddy Dissipation-Modell (EDM) liegt die Überlegung zugrunde, dass mit steigender Stoßhäufigkeit der Reaktionspartner die Reaktionsgeschwindigkeit steigt. Demzufolge muss die Reaktionsgeschwindigkeit mit steigender Turbulenz ansteigen. Darum wird im EDM die Reaktionsgeschwindigkeit mit der Turbulenz direkt gekoppelt (4.13) und (4.14) [47].

$$\bar{r}_i = A \frac{\varepsilon}{k} X_1 , \quad (4.13)$$

$$\bar{r}_i = A B \frac{\varepsilon}{k} X_2 . \quad (4.14)$$

Als mittlere Reaktionsgeschwindigkeit wird das niedrigere Ergebnis aus den beiden Gleichungen (4.13) und (4.14) verwendet. Die beiden Parameter A und B können empirisch bestimmt werden, dies ist in der Zielsetzung in dieser Arbeit weder vorgesehen noch lässt es sich aus zeitlichen Gründen bewerkstelligen. Sodass in dieser Arbeit die Parameter A und B frei gewählt werden müssen. Die

Faktoren X_1 und X_2 werden in [47] beschrieben und erklärt.

Da dieses Modell dazu neigt, die Temperaturen bei der Reaktion zu hoch anzusetzen, wurde eine zusätzliche maximale Flammentemperatur eingefügt. Beim Erreichen dieser Temperatur wird die Reaktionsgeschwindigkeit auf Null gesetzt. Der Wert der maximalen Flammentemperatur entspricht in dieser Arbeit der adiabaten Flammentemperatur mit $T = 2265$ K. Es kann jedoch auch mit dieser Einstellung zu überhöhten Flammentemperaturen kommen, da nur die Reaktionsrate gestoppt wird. Weiterhin ist eine Temperaturerhöhung durch Kompression möglich. Vom Modell her gibt es keine Einschränkungen auf die Wahl des Wertes der maximalen Flammentemperatur.

Damit die Flammenfront sich durch die Turbulenz nicht schneller ausbreitet als das Frischgas die Zündtemperatur erreicht hat, wird der Parameter minimale Zündtemperatur verwendet. Dieser verhindert den Beginn der Reaktion, solange die minimale Zündtemperatur nicht erreicht ist. Das heißt, der Parameter entspricht der Zündtemperatur.

Dabei vermag dieser Parameter nur die Zündung durch Turbulenz vor der Flammenfront zu vermeiden. Breitet sich dagegen die Flammenfront aufgrund des Wärmetransportes durch die Turbulenz zu schnell/langsam aus, so hat der Parameter darauf keinen Einfluss. Bei der Zündung muss also sichergestellt werden, dass die Temperatur über die minimale Zündtemperatur ansteigt, da sonst die Reaktion nicht startet. In der vorliegenden Arbeit gab es aber das Problem, dass mit eingestellter, minimaler Zündtemperatur die Zündung nicht funktionierte, sodass dieser Parameter nicht gesetzt wurde.

Ein weiterer Parameter, der den Einfluss der Turbulenz beschränken soll, ist das Mixing Rate Limit. Diese soll die an Wänden entstehende Turbulenz und die damit einhergehende Beschleunigung entlang der Wand begrenzen. Da die Wahl des Parameterwertes empirisch erfolgt, soll zum einen getestet werden ob ein für das ganze Rechengebiet einheitlicher, oder ein sich zu den Wänden verringernder Wert besser verwenden lässt.

Die Parameter im EDM-Modell lassen sich in dieser Arbeit nur sehr begrenzt mit begründeten Werten besetzen. Dies liegt zum einen daran, dass die Parameter A und B empirisch bestimmt werden müssen, zum anderen ergaben die bekannten Parameter (z. B. minimale Zündtemperatur) andere Probleme, (Ausbleiben einer Zündung, zu langsame/schnelle Flammenausbreitung) die nicht in den Griff zu bekommen waren.

4.1.2.2 *Burning Velocity Modell*

Das BVM-Modell ist eine Erweiterung des laminaren Flamelet-Modells und reduziert sich in laminaren Strömungen auf dieses [45 und 47]. Beim Burning Velocity Modell kann die Berechnung der Reaktionsgeschwindigkeit \bar{r}_i im Quellterm der Gleichung (4.10) über verschiedene Ansätze erfolgen. Im Nachfolgenden wird der Ansatz nach Zimont vorgestellt.

Dabei wird der Quellterm als ein Produkt aus der turbulenten Flammengeschwindigkeit, der Dichte des Frischgases und der Reaktionsfortschrittsvariablen beschrieben (siehe auch (4.14)):

$$\overline{M_i r_i} = \bar{\rho}_u \Lambda_T \left(\nabla \tilde{c} \right) . \quad (4.14)$$

Die Berechnung der turbulenten Flammengeschwindigkeit erfolgt aus der turbulenten Flammengeschwindigkeit unter Anfangsbedingungen und dem Zimont-Faktor. Dieser beschreibt das Verlöschen der Flamme durch Streckung der Flamme:

$$\Lambda_T = \Lambda_{T,0} G . \quad (4.14)$$

Die turbulente Flammengeschwindigkeit unter Anfangsbedingungen ergibt sich nach (4.14), aus der turbulenten Damköhlerzahl, der turbulenten Geschwindigkeitsfluktuation und dem experimentell bestimmten Faktor C (gemischabhängig):

$$\Lambda_{T,0} = C u' Da_T^{1/4} , \quad (4.14)$$

$$Da_T = \frac{l_w \Lambda_L}{\nu' l_F} . \quad (4.14)$$

Hierbei wird die Flamme aus einzelnen Flamelets aufgebaut. In der turbulenten Strömung wird durch die sich bildenden Wirbel die Flammenfront verformt. Durch diese Verformung werden die Flamelets gestreckt und müssen somit ein größeres Frischgasvolumen auf Zündtemperatur erwärmen. Ist die Streckung der Flamelets zu groß, so tritt Flammenlöschung auf [45].

Diese Streckung ist in den Gleichungen des Ansatzes von Zimont enthalten und benötigt den maximalen Streckungsfaktor, bis zu dem keine Flammenlöschung auftritt. Der Streckungsfaktor ist dabei abhängig vom Brennstoff. Nach [47] hat sich als Startwert der reziproke Wert der chemischen Reaktionszeit bewährt. Dieser Wert ist für die in dieser Arbeit untersuchten Reaktion nur als reziproker Wert der Reaktionsgeschwindigkeitskonstanten bekannt. Da aber beim BVM-Modell keine Single-Reaktion betrachtet wird, sondern mehrere Gleichungen, wird

die Aussage über die Größe der chemischen Reaktionszeit erschwert. Aus diesem Grunde sollte der Streckungsfaktor empirisch ermittelt werden. Somit stellt dieser Parameter in dieser Arbeit eine der Größen dar, deren Einfluss auf das Explosionsverhalten untersucht werden sollte.

Damit nicht für jede Komponente die Komponentenbilanz gelöst werden muss, erfolgt die Beschreibung der Gemischzusammensetzung über die Reaktionsfortschrittsvariable und die Flamelet-Bibliothek. Bei der Simulation wird die Reaktionsfortschrittsvariable berechnet und die für diesen Wert in der Flamelet-Bibliothek hinterlegte Gemischzusammensetzung verwendet. Die Flamelet-Bibliothek wird über den ANSYS RIF Editor erstellt [50]. Der chemische Umsatz wird dabei anhand eines detaillierten Reaktionsmechanismus abgebildet.

Bei der Erstellung der Flamelet-Bibliotheken wurde die Temperatur des Brennstoffes und der Luft mit $T = 293 \text{ K}$ angegeben. Als Anfangsdruck wurde $p_0 = 1,0 \text{ bar (abs.)}$ verwendet. Damit wurden die Anfangsbedingungen so gewählt, wie sie in den Experimenten vorlagen. Dabei berücksichtigen die erstellten Flamelet-Bibliotheken nicht die Bildung von NO_x -Teilchen. Weiterhin wird bei der Erstellung der Bibliotheken vom RIF-Editor die Lewiszahl für alle Komponenten der Reaktion abgefragt. Die Lewiszahl (Le) beschreibt das Verhältnis des molekularen Wärmetransportes zum molekularen Stofftransport. Da der Aufwand zur Bestimmung der Lewiszahl für alle Edukte, Produkte und vom Reaktionsmechanismus berücksichtigten Zwischenprodukte nicht unerheblich ist, wird für die erste Testrechnung $Le = 1$ angenommen. Eine Lewiszahl von eins entspricht nach Baehr und Stephan [51] dem Wert eines idealen Gases.

4.1.3 Strahlungsmodell

4.1.3.1 Discrete Transfer Modell

Die Berechnung der Wärmestrahlung in der Energiebilanz (siehe Fernwirkungsterm der Energiebilanz) erfolgt über das Discrete Transfer Modell [47]. Innerhalb dieses Modells wird die Energie entlang von Strahlen ermittelt/modelliert. Die Änderung der Energie der Wärmestrahlung entlang dieser Bahnen erfolgt durch Absorption und Emission. Die Absorption ist abhängig von der Zellenlänge, in der die Absorption erfolgt, der Konzentration des Fluids und dem Absorptionskoeffizienten (Lambert-Beersches Gesetz [52]). Die Emission kann über das T^4 -Gesetz [53] beschrieben werden. Das Discrete Transfer Modell geht davon aus, dass die physikalischen Eigenschaften im Bilanzraum gleich bleiben. Weiterhin wird die Streuung so gering und ausgeglichen vermutet, dass die Strahlungsdichte entlang der Strahlen homogen ist.

Es wird weiterhin davon ausgegangen, dass die Streuung so gering und

ausgeglichen erfolgt, dass die Strahlungsdichte entlang der Strahlen homogen ist.

Da der verwendete Gleichungssatz in [47] vollständig angegeben ist und in dieser Arbeit nicht verändert wurde, wird hier auf diese Literaturstelle für den Gleichungssatz verwiesen.

5 Ergebnisse und Diskussion

Bei den Strömungsmessungen wurden zwei Problemstellungen bearbeitet:

- sind Flanschverbindungen als Turbulenz induzierende Komponenten zu werten?
- Quantifizierung des Turbulenz induzierenden Einflusses von strömungsbehindernden Komponenten, wie z. B. Armaturen (dies soll durch Messungen an mehreren Blenden erfolgen)

Es wurde gezeigt, dass die in Kapitel 3.2 erwähnten Einflussgrößen das Explosionsverhalten in Rohrleitungen beschreiben.

Weiterhin werden die Ergebnisse der CFD Simulation vorgestellt und mit Messungen verglichen.

5.1 Strömungsgeschwindigkeiten ohne Einbauten - Wirkung von Flanschverbindungen

Die für die Explosionsversuche verwendete Rohrleitung ist aus mehreren durch Flansche miteinander verbundene Teilstücke zusammengesetzt. Da bei den Flanschverbindungen aufgrund der verwendeten Flachdichtungen ein Versatz im Rohrdurchmesser erfolgt, kommt es an diesen Stellen zur Beeinflussung der Strömung, sodass in der näheren Umgebung ein leicht erhöhter Turbulenzgrad messbar sein müsste. Es stellt sich die Frage, ob auch Flansche einen Einfluss auf den Explosionsverlauf haben.

In Abb. 13 sind die bei drei verschiedenen Drehzahlen des Lüfters gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten U_{mittel} über dem Abstand zur Rohrachse dargestellt.

Die Ergebnisse zeigen an beiden Messstellen das gleiche charakteristische „rechteckige“ Geschwindigkeitsprofil für turbulente Strömungen. Es lassen sich nur geringe Unterschiede im Vergleich der unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten der Messungen vor und hinter dem Flansch erkennen.

Da die Größe der Fehler, in Abb. 13 als Fehlerbalken eingetragen, im Rahmen der Messungenauigkeit liegt, lässt sich kein Einfluss des Flansches auf das Strömungsprofil nachweisen.

Aus den Messungen der Strömungsgeschwindigkeit wurde der Turbulenzgrad berechnet. Dies erfolgt mittels Gleichung (5.1) von Scharstein und Send (siehe Lit. [54] und [55]).

Der Turbulenzgrad Tu ist der Quotient der Turbulenzintensität U_{rms} (Wurzel aus

dem quadratischen Mittelwert der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit) und der mittleren Strömungsgeschwindigkeit. Dabei wurde ausschließlich die Hauptanströmrichtung zur Berechnung verwendet.

$$Tu = \frac{U_{rms}}{U_{mittel}} = \frac{\sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (U_i - U_{mittel})^2}}{U_{mittel}} \quad (5.1)$$

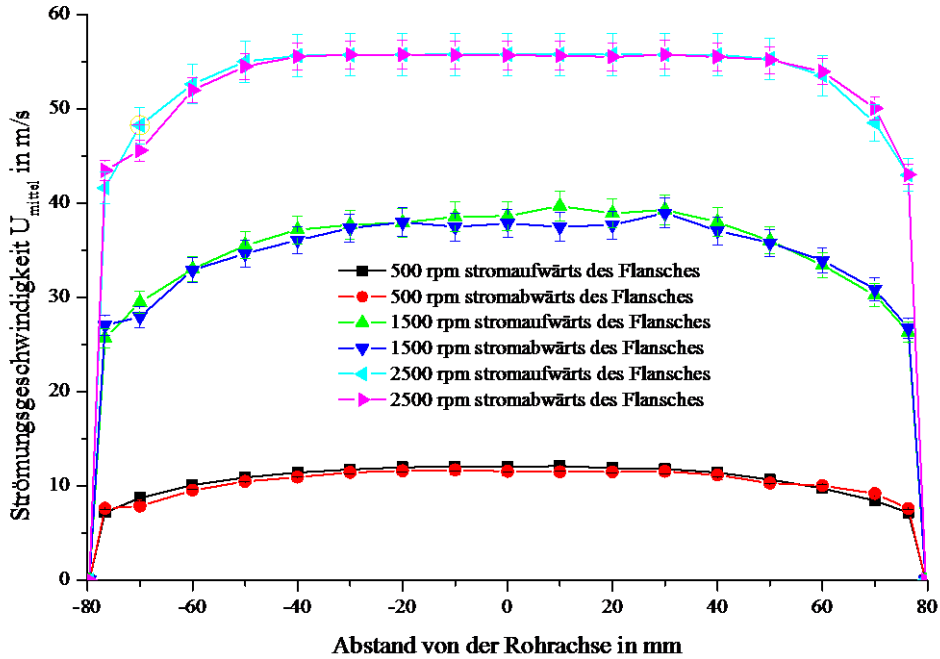


Abb. 13: Gemessene radiale Profile der mittleren Strömungsgeschwindigkeit (bei drei verschiedenen Drehzahlen (rpm) des Lüfters, DN 150)

In Abb. 14 wurde der Turbulenzgrad über dem Abstand zur Rohrachse aufgetragen.

Bei beiden aufgetragenen Drehzahlen liegt das Maximum des Turbulenzgrades bei 9 % bis 12 % an den Rohrwänden. Zur Mitte der Rohrleitung hin fällt der Turbulenzgrad auf ein Minimum von kleiner als 3 % ab. Der Anstieg des Turbulenzgrades erfolgt aufgrund der Abnahme von U_{mittel} mit zunehmender Nähe zur Rohrwand. Betrachtet man die ermittelten Werte für U_{rms} so stellt man eine Veränderung um weniger als eine Größenordnung fest. Bei den Werten für U_{mittel} liegen die Veränderungen im Bereich von 2 Größenordnungen. Die Annahme, der Anstieg des Turbulenzgrades in der Nähe der Rohrwand resultiere aus der Wandrauhigkeit, kann somit nicht nachgewiesen werden.

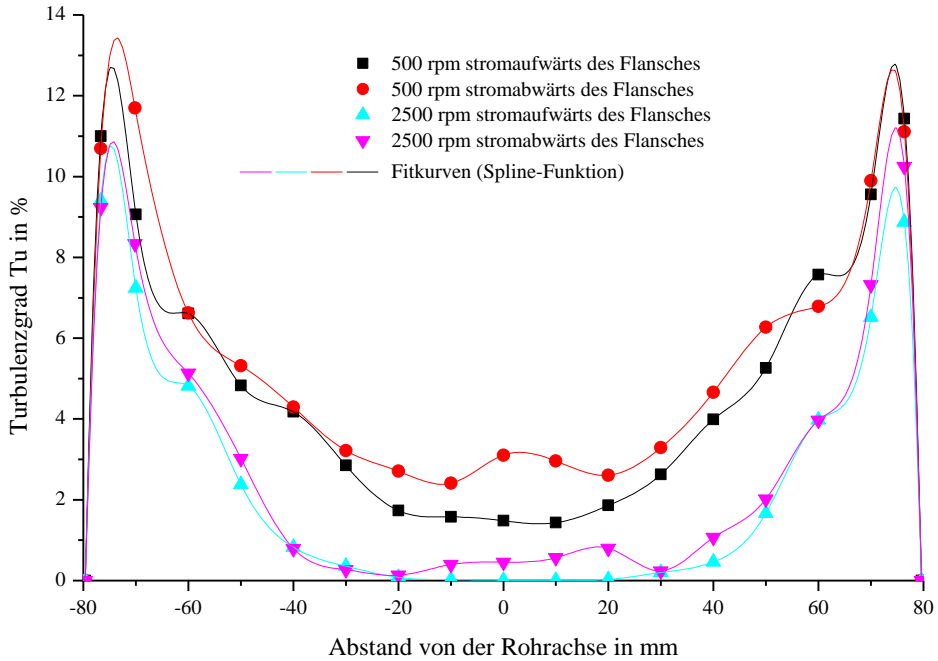


Abb. 14: Gemessene radiale Profile des Turbulenzgrades Tu (bei zwei verschiedenen Drehzahlen (rpm) des Lüfters, DN 150)

Abb. 14 zeigt keine signifikanten Unterschiede des Turbulenzgrades vor und hinter dem Flansch. Die Unterschiede liegen im Bereich der Messgenauigkeit des Turbulenzgrades von 3,5 %.

Aus den Geschwindigkeitsmessungen folgt, dass Flanschverbindungen keinen relevanten Einfluss auf Turbulenzgradprofile haben.

5.2 Strömungsgeschwindigkeiten mit Einbauten

Zur Quantifizierung von Turbulenz induzierenden Einbauten wurde das Strömungs- und Turbulenzprofil bei der Durchströmung von Lochblenden gemessen. Die Blenden werden anhand des Verhältnisses von Lochdurchmesser zu Rohrdurchmesser (siehe auch (5.2)) unterschieden:

$$\frac{d}{D} = \frac{d_{\text{Blendenöffnungs Durchmesser}}}{d_{\text{Rohrdurchmesser}}} . \quad (5.2)$$

In der Literatur wird häufig das Blockierungsverhältnis (blockage ratio, br) verwendet. Hierbei entspricht das blockage ratio dem Verhältnis der verdeckten Fläche zur Rohrquerschnittsfläche (siehe auch (5.3)):

$$br = 1 - \frac{O_{\text{Blendenöffnung}}}{O_{\text{Querschnittsfläche Rohr}}} . \quad (5.3)$$

Die verwendeten Blenden lassen sich nach den unterschiedlichen Berechnungsmethoden, wie in Tab. 2 dargestellt, charakterisieren.

Tab. 2: Geometrische Größen der eingesetzten Blenden, die bei den Strömungsmessungen untersucht wurden.

	d/D-Verhältnis	blockage ratio in %
Blende 1	0,8	36
Blende 2	0,3	91

Da in ersten Explosionsversuchen die Flammen Geschwindigkeiten bis zu 50 m/s erreichten, wurde der Messsensor für eine Strömungsgeschwindigkeit bis 60 m/s kalibriert. Bei den Versuchen wurde jedoch festgestellt, dass die Lüfterdrehzahlen, die bei den Messungen ohne Blende verwendet wurden, den kalibrierten Messbereich stromabwärts der Blenden überschreiten ließen. Beim Arbeiten mit Blenden wurden die Drehzahlen des Lüfters daher reduziert.

Wie auch bei den Geschwindigkeitsmessungen ohne Einbauten wurden bei den Lochblenden radialsymmetrische Profile vermessen. Daher sind in den folgenden Diagrammen nur noch die oberen 9 Messpunkte (80 mm bis zur Rohrachse) dargestellt.

In Abb. 15 ist die mittlere Strömungsgeschwindigkeit für die Blenden $d/D = 0,3$ und $d/D = 0,8$ über dem Radialabstand zur Rohrachse für zwei Drehzahlen aufgetragen.

Der Messpunkt 20 cm vor der Blende zeigte, im Vergleich zu dem hinter der Blende, eine geringere mittlere Strömungsgeschwindigkeit an. Die Geschwindigkeiten, die vor der Blende gemessen wurden, zeigten das für turbulente Strömungen typische „rechteckige bzw. plug-flow“ Strömungsprofil. Die Strömung nahm hinter der Blende in Rohrmitte deutlich an Geschwindigkeit zu. Daraus folgt, dass stromabwärts der Blenden ein Freistrahл entsteht. Gemäß Annahme sollten sich um den Freistrahл Totwassergebiete mit starker Rückströmung bilden, in denen sich erhöhte Turbulenzgrade nachweisen lassen müssten. Aus den Versuchen kann jedoch nur eine Erhöhung der Geschwindigkeit in der Rohrmitte, wie in einem Freistrahл, bestätigt werden. Totwassergebiete waren nicht festzustellen.

Wie in Abb. 15 zu erkennen ist, wurden trotz unterschiedlicher Drehzahlen des Lüfters bei beiden untersuchten Blenden nahezu gleiche Strömungsgeschwindigkeiten im Bereich der Blendenöffnung gemessen.

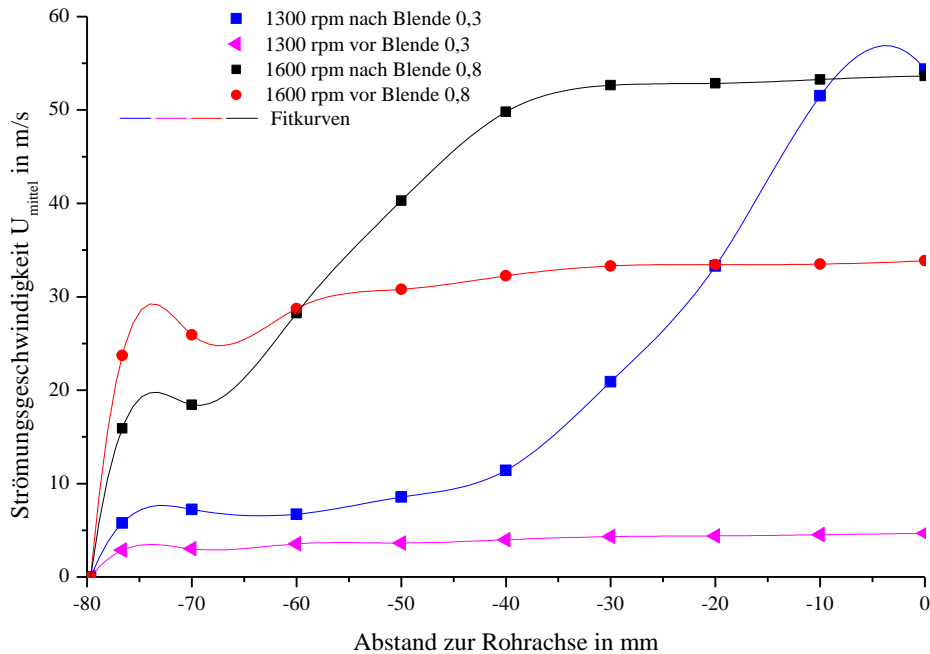


Abb. 15: Gemessene radiale Profile der Strömungsgeschwindigkeit für zwei Blenden bei zwei verschiedenen Drehzahlen (rpm), DN 150)

Damit ist der Nenner in Gleichung (5.1) im Freistrahл nahezu gleich groß.

Um den Freistrahл herum sinken die Strömungsgeschwindigkeiten nach Abb. 15 ab. Damit muss nach Gleichung (5.1) der Turbulenzgrad in den von der Blende verdeckten Bereichen höher liegen als im Freistrahл, es sei denn, die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit ist in diesen Bereichen ebenfalls verringert. Dass der Turbulenzgrad um den Freistrahл erhöht ist, lässt sich ebenfalls in Abb. 16 erkennen.

Ein Vergleich (siehe Abb. 16) der Turbulenzgrade zeigt, dass der maximale Turbulenzgrad bei beiden Blenden nahezu gleiche Werte erreicht. Da die Strömungsgeschwindigkeit den kalibrierten Messbereich des CTA-Messkopfes bei $d/D = 0,3$ überschritten hätte, wurde hier der Volumenstrom verringert.

Im Vergleich von Abb. 15 und Abb. 16 fällt auf, dass die Anstiege der Strömungsgeschwindigkeiten immer ein Absinken des Turbulenzgrades verursachen. Dementsprechend ändert sich die turbulente Schwankungsbreite innerhalb der Messungen nur in geringem Maße.

Es kann somit festgehalten werden, dass die Beschleunigung einer Strömung aufgrund einer Blende durch die Anströmgeschwindigkeit und die Blendenöffnung

beeinflusst wird.

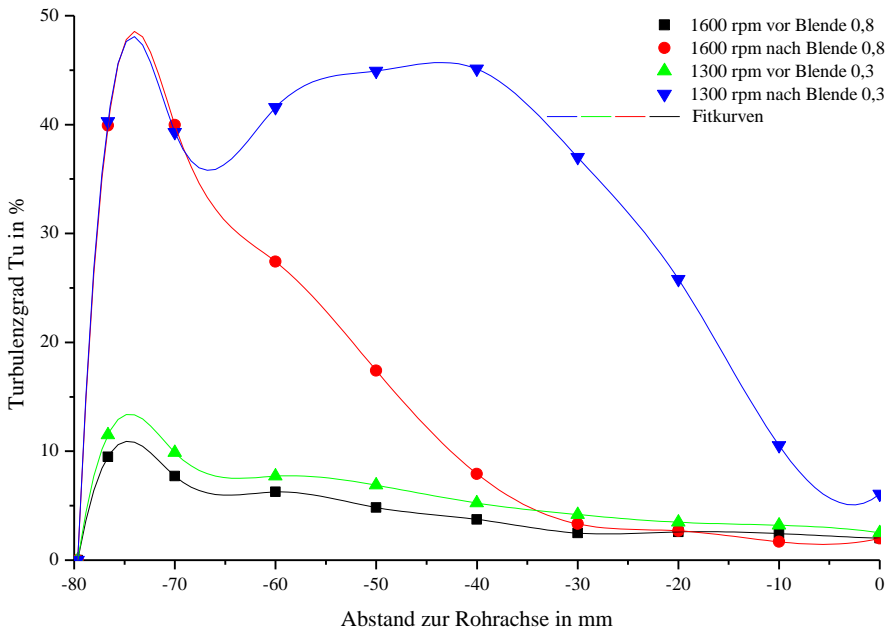


Abb. 16: Gemessene radiale Profile des Turbulenzgrades bei zwei Drehzahlen (rpm), DN 150

5.3 Schwingungen der Flammenfront in Rohren

In Abb. 17 sind die Position der Flammenfront und der absolute Explosionsdruck über der Zeit aufgetragen. Die Position der Flammenfront wurde mit der Hochgeschwindigkeitskamera und der Druckverlauf über Drucksensoren bestimmt. Es sind sowohl örtliche Schwingungen der Reaktionsfront als auch Schwingungen im Druckverlauf zu erkennen. Bis zum Erreichen des maximalen Explosionsdruckes sind diese Schwingungen nahezu synchron. Beim Anstieg des Explosionsdruckes ist zu beobachten, dass die Schwingungsamplitude der Flammenfront immer weiter abnimmt, bis man sie nach Erreichen des maximalen Explosionsdruckes nicht mehr detektieren kann.

Der Explosionsdruck sinkt ab, nachdem die Reaktionsfront ungefähr das letzte Viertel der Rohrleitung erreicht hat. Die Reaktion ist durch den Wärmeverlust über die Rohrwand ab hier nicht mehr in der Lage, genug Energie freizusetzen.

Da in der Literatur keine eindeutige Verwendbarkeit für die Aufnahme der örtlichen Schwingungen der Flammenfront bzw. des Druckes gefunden wurde,

wird in dieser Arbeit nicht näher auf diese eingegangen. Für mögliche Erklärungsansätze wird auf die Arbeiten [17], [25], [26], [28], [56] - [59] bzw. auf Kapitel 5.4.2 verwiesen.

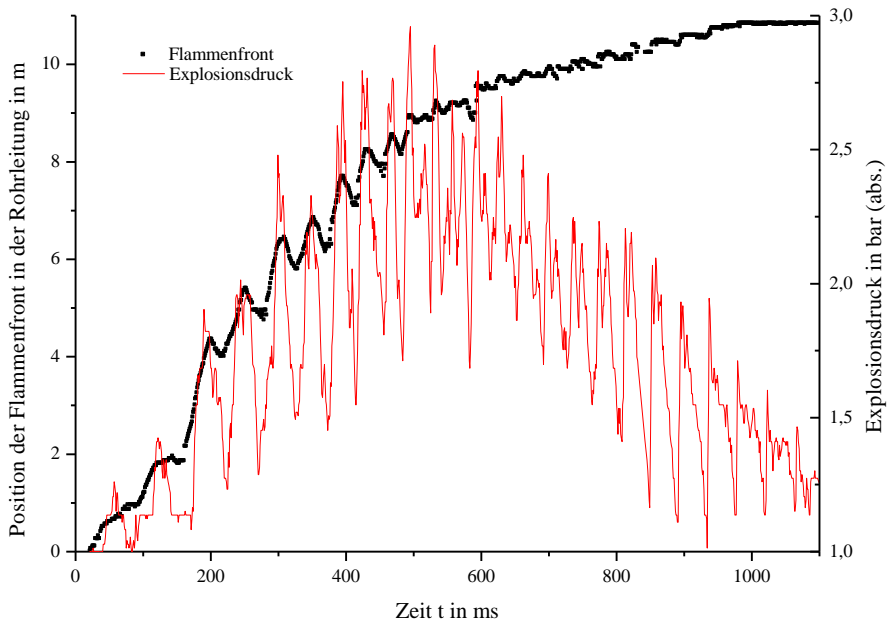


Abb. 17: Gemessene Schwingungen der Flammenfront und des Explosionsdruckes bei einem stöchiometrischen Propan/Luft-Gemisch, $D_{\text{innen}} = 70 \text{ mm}$, $p_0 = 1,0 \text{ bar}$ (abs.), $L = 10,8 \text{ m}$

5.4 Ausbreitung von Deflagrationen in geraden, geschlossenen Rohrleitungen

5.4.1 Einfluss von Flanschverbindungen

Da bei den Strömungsgeschwindigkeitsmessungen mit Hitzdrahtanemometern Unterschiede vor und hinter dem Flansch vorliegen, die sich aber im Rahmen der Messunsicherheit bewegen, soll überprüft werden, ob ein Einfluss von Flanschverbindungen auf den Explosionsdruckverlauf festzustellen ist. Dazu wurden Rohrleitungen gleicher Länge aus 1 Rohrsegment und aus 3 Rohrsegmenten verwendet. Die Position der Messstellen wurde identisch gewählt, sodass beide Versuchsstrecken mit den gleichen Randbedingungen (Länge, Durchmesser, Anfangsdruck, Gasgemisch) vorlagen.

In Abb. 18 ist der Explosionsdruckverlauf aus beiden Versuchsstrecken aufgetragen. Dabei verläuft der Druckanstieg bis kurz vor dem maximalen Explosionsdruck identisch. Im weiteren Verlauf differieren beide leicht. Der Unterschied basiert auf der Streuung der gemessenen Druckverläufe. So kann beobachtet werden, dass in dem aus 3 Segmenten bestehenden Rohr ein um etwa 0,5 bar höherer Explosionsdruck erreicht wird. In der nicht zusammengesetzten Rohrleitung bildet sich eine breitere Spitze im Druckverlauf aus.

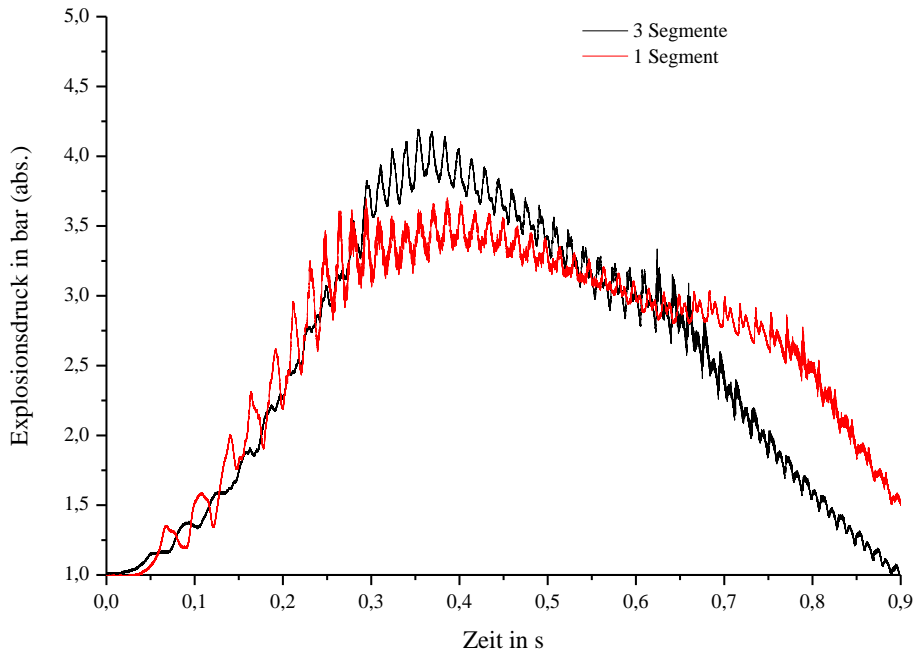


Abb. 18: Gemessene Explosionsdruckverläufe in Abhängigkeit der Anzahl der Rohrflansche ($L = 6$ m, DN 150, $p_0 = 1,0$ bar, stöchiometrisches Propan/Luft-Gemisch)

In Abb. 19 ist die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit über der Position in der Rohrleitung aufgetragen. Hier fällt auf, dass in beiden Versuchsstrecken ein örtlich verschobenes Maximum auftritt. In der Rohrleitung, die aus einem Stück besteht, liegt das Maximum kurz vor der Mitte. Bei der segmentierten Rohrleitung liegt das Maximum sogar vor dem ersten Flansch. Eine beschleunigende Wirkung der Flanschverbindungen auf den Explosionsverlauf kann somit nicht nachgewiesen werden. Hinter den Flanschen (bei 2,0 m und 4,0 m) konnte keine Beschleunigung der Flammenfront beobachtet werden.

Für das frühzeitige Erreichen des Explosionsmaximums vor dem ersten Flansch kann bisher keine Erklärung abgegeben werden.

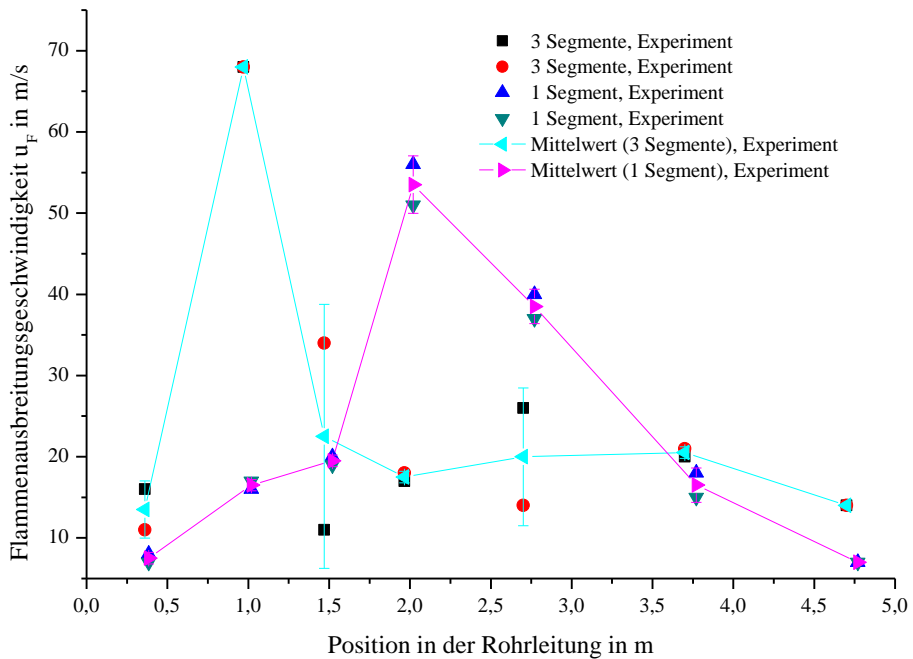


Abb. 19: Axiale Profile der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit von Flanschverbindungen ($L = 6$ m, DN 150, $p_0 = 1,0$ bar, stöchiometrisches Propan/Luft-Gemisch)

5.4.2 Einfluss der Rohrlänge

Es ist bekannt [22], dass einerseits der maximale Explosionsdruck mit steigender Rohrlänge absinkt und dass andererseits Deflagrationen auch ohne beschleunigende Einbauten ab einer gewissen Anlaurlänge in eine Detonation übergehen können. Dementsprechend sollte der Datensatz, der zur Validierung der numerischen Simulationen aufgebaut wird, den gesamten Einflussbereich der Rohrlänge von kurzen Längen bis hin zur Anlaurlänge umfassen. Dabei soll nicht nur der Explosionsdruck, sondern auch die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit bestimmt werden.

Die Abhängigkeit des Explosionsverhaltens von der Rohrlänge wurde in einer geraden Messstrecke DN 150 ohne Einbauten und Rohrlängen von 0,6 m bis 30 m untersucht. Das verwendete stöchiometrische Propan/Luft-Gemisch (4,2 Vol% Propan / Luft) wurde dazu mit einem Anfangsdruck von $p_0 = 1,0$ bar (abs.) vorgelegt.

In Abb. 20 ist der Mittelwert der maximalen Explosionsdrücke und die Standardabweichung über der Rohrlänge dargestellt. Es sind die Messwerte von

BAM und PTB eingetragen, wobei die vergleichbaren Rohrlängen keine Unterschiede aufweisen. Der maximale Explosionsdruck fällt mit steigender Länge der Versuchsstrecke in den ersten 6 m von 7,5 bar (abs.) auf 4,0 bar (abs.) und in den nachfolgenden 24 m bis auf 2,7 bar (abs.) ab.

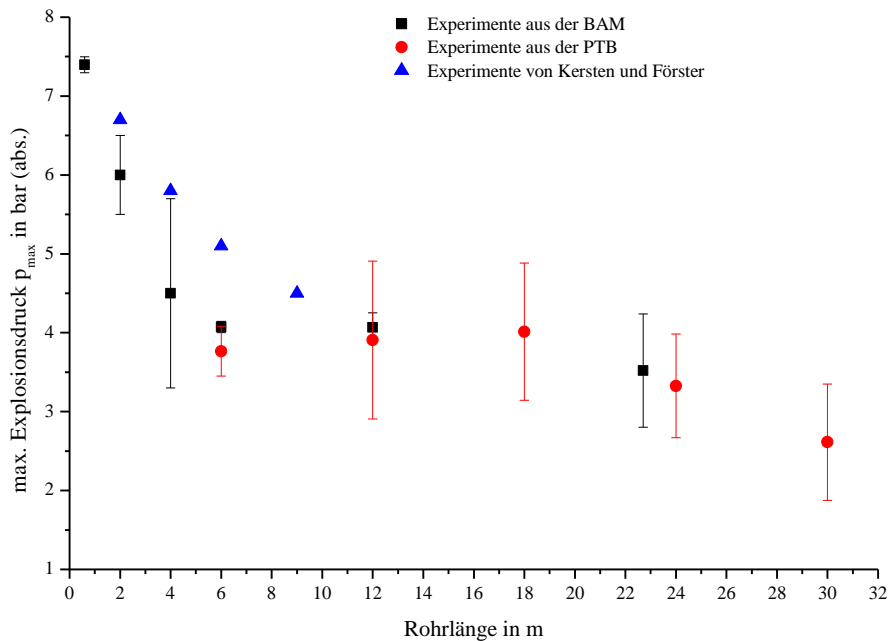


Abb. 20: Maximaler Explosionsdruck eines stöchiometrisches Propan/Luft-Gemisch, DN 150, $p_0 = 1$ bar (abs.)

Bei der kürzesten Rohrlänge von 0,6 m wurde ein Maximalwert von ca. 7,5 bar gemessen; was geringer ist, als der maximale Explosionsdruck eines Propan/Luft-Gemisches von $p_{\max, \text{Kugel}} = 9,4$ bar (abs.) [60] in einem sphärischen Behälter mit mittiger Zündung. Dies ist darauf zurückzuführen, dass in einem sphärischen Behälter die Flammenfront bzw. die heißen Verbrennungsgase erst am Ende der Reaktion mit der Behälterwand in Kontakt treten und erst dann Energie aus dem System abgeführt werden kann. In den Experimenten der vorliegenden Arbeit wurde auf der Rohrachse am Endflansch gezündet. Dementsprechend haben die heißen Verbrennungsgase stets die Möglichkeit, über die Rohrwand bzw. den Endflansch Wärme abzugeben, was zu einer geringeren Temperatur der Verbrennungsgase und damit zu einem geringeren Explosionsdruck führt.

Als Vergleich zu den eigenen Messungen sind in der Abb. 20 die von Förster und Kersten [22] gemessenen Explosionsüberdrücke eingetragen, die bei gleicher Rohrlänge um ca. 0,75 bar bis 1,3 bar größer sind. Allerdings enthält die

Publikation von Förster und Kersten keine Angaben darüber, ob es sich bei den Explosionsdrücken um Mittelwerte, Maximum oder absolutes Maximum handelt.

In Abb. 21 ist die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit über der normierten Rohrlänge (24 m) aufgetragen. Als normierte Rohrlänge (siehe auch (5.4)) wird hier das Verhältnis Position in der Rohrleitung zur Rohrlänge bezeichnet:

$$\text{normierte Rohrlänge} = \frac{\text{Position in der Rohrleitung}}{\text{Rohrlänge}} = \frac{x}{L} . \quad (5.4)$$

Die Schwingungen der Ausbreitungsgeschwindigkeit werden durch die Druckwellen in der Gassäule verursacht. Die durch die Expansion der Verbrennungsgase entstehende Druckwelle breitet sich mit Schallgeschwindigkeit aus, wird am Endflansch reflektiert und bewegt sich dann entgegen der Ausbreitungsrichtung der Flammenfront. Die hohen Ausbreitungsgeschwindigkeiten werden gemessen, wenn die Ausbreitungsrichtungen von Druckwelle und Flammenfront gleich sind. Bewegen sich Druckwelle und Flammenfront in entgegengesetzter Richtung, wird die Geschwindigkeit der Flammenfront reduziert.

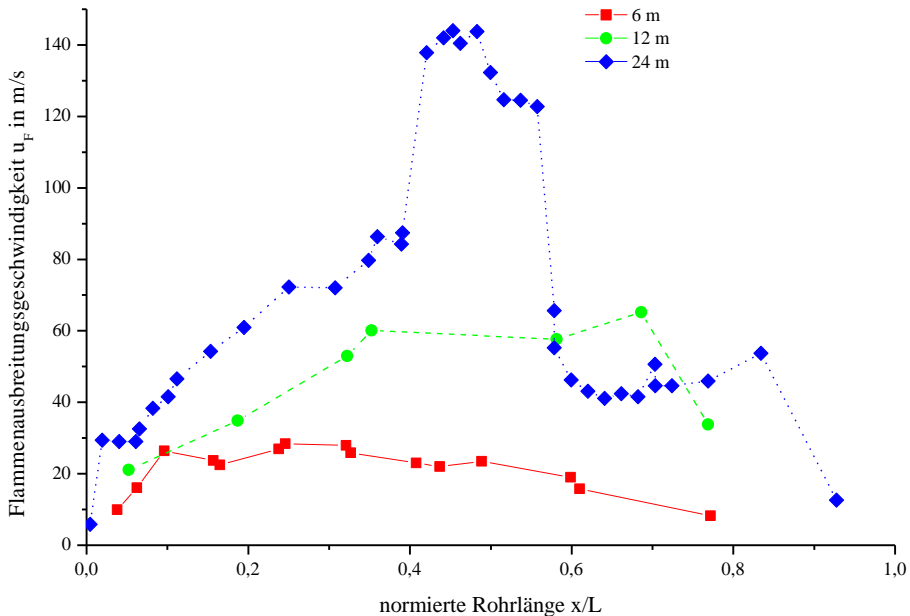


Abb. 21: Gemessene Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten über der normierten Rohrlänge x/L für unterschiedliche Rohrlängen L (DN 150, $p_0 = 1,0$ bar (abs.))

Die in Abb. 21 dargestellten Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten sind aus den stark schwankenden Messwerten durch Glättung (gleitendes Mittel über 9 Messwerte) berechnet worden. Durch die Auftragung über die normierte Rohrlänge ist zu erkennen, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit mit steigender Rohrlänge zunimmt. Während bei einer Rohrlänge von 6 m eine Geschwindigkeit von 25 m/s bis 30 m/s erreicht wurde, beträgt sie bei einer Rohrlänge von 12 m schon 60 m/s und erhöht sich weiter bis ca. 150 m/s bei einer Rohrlänge von 24 m.

Zusammengefasst bedeutet das: je kürzer die Rohre, sind um so höher liegen die maximalen Explosionsdrücke, aber um so geringer sind die Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten.

Wie den dargestellten Ergebnissen zu entnehmen ist, wurde die Anlaulänge in geraden Rohren ohne Turbulenz-induzierende Störstellen für ein stöchiometrisches Propan/Luft-Gemisch nicht erreicht. Dafür konnte hier ein Datensatz für den Explosionsdruck und die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit bei einem großen L/D-Verhältnis bestimmt werden.

5.4.3 Einfluss des Brennstoffes

Bezüglich des Brennstoffes wurden zwei Fragen untersucht:

1. Wie ist der Explosionsdruckverlauf und die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit bei unterschiedlichen stöchiometrischen Brennstoff/Luft-Gemischen?
2. Haben unterschiedliche Brennstoff/Luft-Gemische mit gleicher Spaltweite einen vergleichbaren Verlauf im Explosionsdruck und der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit?

In 1. sollen stöchiometrische Gemische von verschiedenen Brennstoffen bei sonst gleichen Randbedingungen untersucht werden.

Die 2. Frage beruht darauf, dass Brennstoffe und deren Gemische anhand einer Kenngröße (Grenzspaltweite) in 3 unterschiedliche Explosionsklassen unterteilt werden (siehe auch IEC 60079-1 [61]). Diese Kenngröße kommt ursprünglich aus der druckfesten Kapselung des elektrischen Explosionsschutzes und beschreibt dort den Abstand des Spaltes zwischen Bauteilen, durch die eine Flamme nicht mehr ein dahinterliegendes Explosionsgemisch zünden kann. Damit die druckfeste Kapselung nicht für jedes brennbare Gasgemisch geprüft werden muss, wird sie nur mit dem für die Explosionsklasse vorgeschriebenen Prüfgemisch getestet und dann für alle Gasgemische, die in diese Explosionsklassen fallen, zugelassen.

Bei den Flammendurchschlagsicherungen wird analog vorgegangen. Es stellt sich die Frage, ob die Übertragbarkeit aufgrund der stark unterschiedlichen Geometrien

bei der druckfesten Kapselung im Vergleich zur Rohrleitung mit Flammendurchschlagssicherung gewährleistet ist. Aus diesem Grund soll untersucht werden, wie weit sich Explosionsdruck und Flammenausbreitungsgeschwindigkeit unterscheiden, wenn sie bei einem stöchiometrischem Gemisch und einem abgemagerten Brennstoff/Luft-Gemisch mit der gleichen Grenzspaltweite gemessen werden.

5.4.3.1 Stöchiometrische Brennstoff/Luft-Gemische

Zur Fragestellung 1. wurden stöchiometrischen Brennstoff/Luft-Gemische in unterschiedlichen Rohrlängen DN 150 bei $p_0 = 1,0$ bar (abs.) untersucht.

In Abb. 22 ist der maximale Explosionsdruck für Propan/Luft- und Ethen/Luft-Gemische in Abhängigkeit der verwendeten Rohrlängen mit $L = 1$ m bis $L = 14$ m aufgetragen. Dabei liegen die Mittelwerte und die Standardabweichung des maximalen Explosionsdruckes beim Propan/Luft-Gemisch 1 bar (abs.) bis 2 bar (abs.) unterhalb der Werte vom Ethen/Luft-Gemisch.

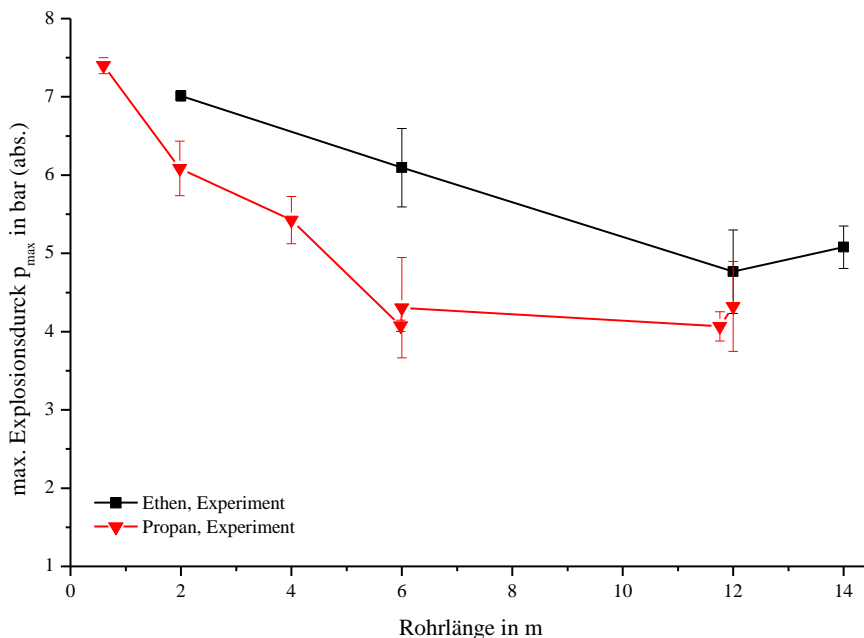


Abb. 22: Maximaler Explosionsdruck in Abhängigkeit der Rohrlänge bei stöchiometrischen Brennstoff/Luft-Gemischen (Brennstoff: Propan oder Ethen, DN 150, $p_0 = 1$ bar (abs.)).

Bis zu einer Rohrlänge von 12 m liegt der maximale Explosionsdruck bei beiden Brennstoffen nahe bei einander und folgt damit dem Trend, dass der maximale Explosionsdruck bei steigender Rohrlänge abfällt.

Hierbei muss berücksichtigt werden, dass Ethen/Luft-Gemische die höheren Ausbreitungsgeschwindigkeiten erreichen und somit bei der Betrachtung über die Energiebilanz weniger Zeit haben, um Energie an die Umgebung abzuführen. Es steht also mehr Energie für die Bewegung bzw. Kompression zur Verfügung.

In Abb. 23 ist der maximale Explosionsdruck für Propan/Luft- und Ethen/Luft-Gemische in Abhängigkeit der Rohrlängen mit $L = 15\text{ m}$ bis $L = 24\text{ m}$ aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass die Explosionsdrücke zwischen Propan/Luft und Ethen/Luft-Gemischen erhebliche Unterschiede aufweisen. Zum Beispiel erreicht der Explosionsdruck bei einer Rohrlänge von 14 m beim Ethen/Luft-Gemisch 5 bar (abs.) ; ab 15 m konnten Drücke von augenscheinlich über 70 bar (abs.) festgestellt werden. (Die eingesetzten Drucksensoren erfassten nur einen Bereich bis 69 bar.) Hier erfolgt der Übergang von der Deflagration zur Detonation (DDT). Dabei ist zu bedenken, dass die eingesetzten Drucksensoren nur bis 69 bar messen können, also der Explosionsdruck eventuell auch höher sein kann. Der niedrigere Explosionsdruck von 40 bar (abs.) bei 24 m Rohrlänge lässt darauf schließen, dass der Übergang von der Deflagration zur Detonation erfolgt.

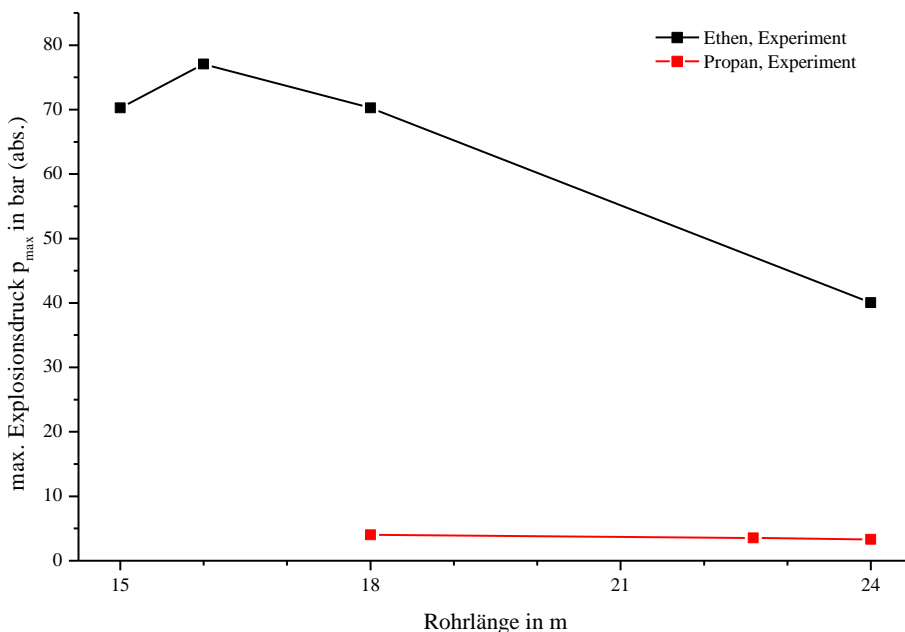


Abb. 23: Gemessener maximaler Explosionsdruck in Abhängigkeit der Rohrlänge bei stöchiometrischen Brennstoff/Luft-Gemischen (DN 150, $p_0 = 1\text{ bar (abs.)}$).

Propan/Luft-Gemische wiesen bis zur gemessenen Rohrlänge von 30 m (siehe Abb. 20) kein solches Verhalten auf. Folgerung: der maximale Explosionsdruck

fällt mit steigender Rohrlänge nur so lange ab, solange die Rohrlänge kleiner ist als die Anlaulänge. Als Anlaulänge wird die Länge bezeichnet die notwendig ist, um den Übergang zur Detonation zu vollziehen.

Beim Ethen/Luft-Gemisch wurde nach Überschreiten der Rohrlänge von 14 m der bis dahin vorliegende deflagrative Explosionsverlauf verlassen und mit der Länge von 15 m der Übergang zur Detonation erreicht. Daraus folgt, dass mit der Rohrlänge von 15 m die Anlaulänge dieses Gemisches überschritten worden ist. Bei der Verwendung von Propan als Brennstoff konnte die Anlaulänge für gerade geschlossene Rohrleitungen ohne Turbulenz induzierende Einbauten nicht erreicht werden. Das heißt, die Anlaulänge für stöchiometrische Propan/Luft-Gemische muss über $L = 30$ m (für DN 150) liegen.

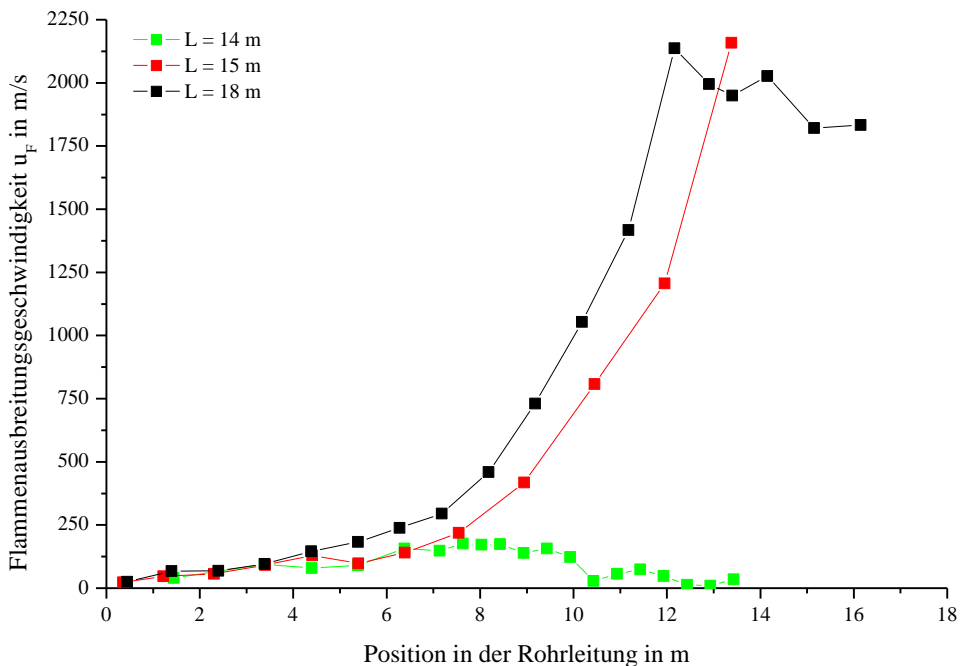


Abb. 24: Gemessene axiale Profile der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit für verschiedene Rohrlängen (DN 150, $p_0 = 1$ bar (abs.), stöchiometrisches Ethen/Luft-Gemisch)

Zur Überprüfung, ob der Unterschied zwischen den Druckwerten bei den Rohrlängen $L = 14$ m und 15 m aus einer DDT resultiert, ist in Abb. 24 die Flammenfrontgeschwindigkeit über der Position in der Rohrleitung aufgetragen. Dabei ist zu sehen, dass die Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten bei der Rohrlänge $L = 14$ m sehr flach (unterhalb von 250 m/s) verlaufen. Hier liegt das Maximum der Geschwindigkeit ungefähr in der Mitte der Versuchsstrecke. Die

Messstrecke mit $L = 15$ m führt zu einer Beschleunigung der Flammenfront nach einer Entfernung von 6 m zum Zündpunkt und erreicht am Ende der Rohrleitung eine Flammenausbreitungsgeschwindigkeit von 2100 m/s. Eine Geschwindigkeit, die man bei Detonationen von gasförmigen Kohlenwasserstoffen erwartet.

Bei den weiterhin in Abb. 24 aufgetragenen Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten ist für $L = 18$ m der Deflagration-Detonations-Übergang deutlich zusehen. Zum Ende der Messstrecke wurden konstante Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten von 1900 m/s gemessen. Dies deutet darauf hin, dass sich die Geschwindigkeit der Flammenfront stabilisierte und sich zur stabilen Detonation entwickelte.

5.4.3.2 Nicht stöchiometrische Brennstoff/Luft-Gemische

Zur Beantwortung der Frage „Haben unterschiedliche Brennstoff/Luft-Gemische mit gleicher Grenzspaltweite einen vergleichbaren Explosionsdruckverlauf bzw. Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten?“ wurden die Grenzspaltweiten für das stöchiometrische Propan/Luft-Gemisch, für Ethen/- und Ethin/Luft-Gemische festgestellt. Zunächst wurde die Grenzspaltweite vom stöchiometrischen Propan/Luft-Gemisch bestimmt. Danach wurde die Konzentration der Ethen/Luft bzw. Ethin/Luft-Gemische solange variiert, bis die gleiche Spaltweite entsprechend des stöchiometrischen Propan/Luft-Gemisches gemessen werden konnte. Die Grenzspaltweiten wurden dabei nach IEC 60079-1-1 [42] bestimmt.

Die Grenzspaltweiten der drei Brennstoff/Luft-Gemische und deren Brennstoffkonzentrationen sind in Tab. 3 dargestellt.

Tab. 3: Brennstoffkonzentrationen mit nahezu identischer sicherer Spaltweite

Brennstoff in Luft	Brennstoffkonzentration in %	sichere Spaltweite (des Gemisches)	Spaltweite (Literaturwert)	Literaturstelle
Propan	4,2 (stöchio.)	0,97	0,95±0,02	Chemsafe [62]
Ethen	4,74	0,94		
Ethin	3,63	0,97		

Die Bestimmung des maximalen Explosionsdruckes und der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit erfolgte in der DN 150 Rohrleitung mit $L = 22,7$ m und $p_0 = 1,0$ bar (abs.).

Die aus den Messungen berechneten Mittelwerte für den maximalen Explosionsdruck und die Standardabweichung sind in Abb. 25 über dem Brennstoff dargestellt. Der maximale Explosionsdruck liegt beim Propan-Gemisch am höchsten und sinkt über das Ethen zum Ethin-Gemisch ab. Dieser Abfall des Explosionsdruckes, obwohl Ethen und Ethin aus gefährlicheren Explosionsgruppen kommen, beruht auf der Tatsache, dass das Propan/Luft-Gemisch als einziges stöchiometrisch war.

Die Festlegung auf die gleiche Spaltweite für alle drei Brennstoff/Luft-Gemische führt dazu, dass die Brennstoffkonzentration des Ethen und Ethin-Gemisches stark vom stöchiometrischen Gemisch abweicht. Das magere Gasgemisch kann nur eine geringere Verbrennungsenergie freisetzen, und folglich sinken Verbrennungstemperatur und Explosionsdruck.

Durch die verringerte Verbrennungstemperatur verkleinert sich der Temperaturgradient von der Flammenfront ins Frischgas. Folglich sinkt die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flamme. Die Flammenfrontgeschwindigkeit

über der Entfernung zum Zündort in Abhängigkeit des Brennstoff/Luft-Gemisches ist in Abb. 26 dargestellt.

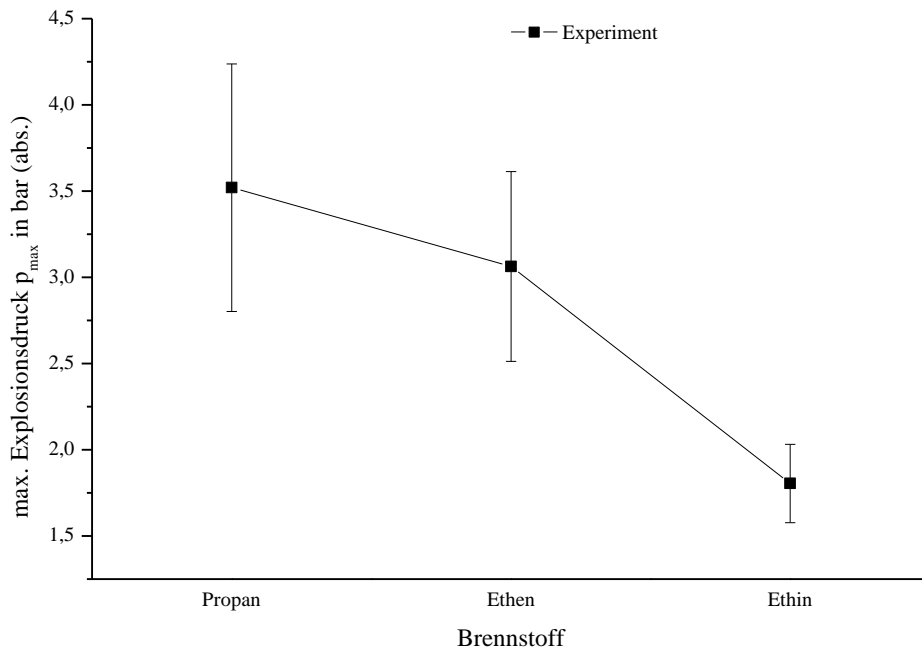


Abb. 25: Maximale Explosionsdrücke bei gleicher Grenzspaltweite für verschiedene Brennstoffe/Luft-Gemische (DN 150, $p_0 = 1,0$ bar (abs.))

Dabei erreicht das Propan/Luft-Gemisch in der ersten Hälfte der Rohrleitung Geschwindigkeiten, die doppelt so hoch sind wie die von Ethen/Luft-Gemischen. Die höchste Geschwindigkeit des stöchiometrischen Gasgemisches liegt dabei bei 40 m/s kurz vor der Mitte der Messstrecke. Beim Ethen/Luft-Gemisch verläuft die Ausbreitungsgeschwindigkeit sehr flach und steigt von 15 m/s auf 22 m/s am Ende der Rohrleitung an. Das Ethin/Luft-Gemisch beginnt mit 7 m/s und steigert die Flammenfrontgeschwindigkeit auf 15 m/s.

Das bedeutet, dass in brennstoffarmen Gemischen die Ausbreitungsgeschwindigkeit und der Explosionsdruck deutlich abnehmen. Der Explosionsdruckverlauf von brennstoffarmen Gemischen, mit gleicher Spaltweite wie ein stöchiometrisches Gemisch, erfolgt flacher / langsamer als der des vergleichbaren stöchiometrischen Gemisches.

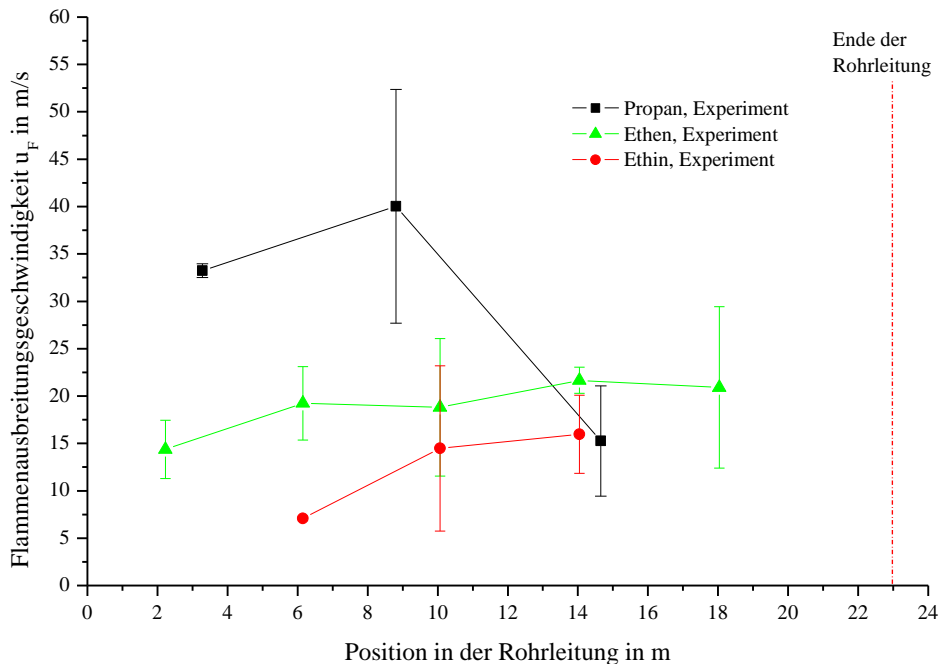


Abb. 26: Axiale Profile der mittleren Flammgeschwindigkeit von verschiedenen Brennstoff/Luft-Gemischen mit gleicher Spaltweite (DN 150, $L = 23$ m, $p_0 = 1,0$ bar (abs.))

5.4.4 Einfluss des Rohrdurchmessers

Bei der Untersuchung des Durchmesserinflusses auf das Explosionsverhalten wurden mehrere Rohrlängen mit möglichst gleichen L/D -Verhältnissen, wie sie für die DN 150 vorlagen, mit Rohrleitungen für DN 100 und DN 80 aufgebaut. Der Anfangsdruck des stöchiometrische Propan/Luft-Gemisches lag bei $p_0 = 1,0$ bar (abs.).

In Abb. 27 ist der maximale Explosionsdruck über der gesamten Rohrlänge bei unterschiedlichen Rohrdurchmessern aufgetragen. Es ist zu erkennen das die Abhängigkeit des maximalen Explosionsdrucks vom Rohrdurchmesser nur einen geringen Einfluss hat. Die Messwerte der Rohrleitungen DN 100 und DN 150 fallen nahezu auf eine mögliche Regressionskurve. Die max. Explosionsdrücke der Rohrleitung DN 80 fallen etwas niedriger aus als die Werte, die in der DN 150 bestimmt wurden.

Die bei Förster und Kersten [22] gefundenen Werte liegen sowohl für die DN 150 als auch für die DN 80 etwas höher als die in der vorliegenden Arbeit bestimmten Mittelwerte und deren Standardabweichung. Die möglichen Gründe für die

Unterschiede zwischen den Literaturwerten und den in dieser Arbeit gemessenen Werten wurde schon oben bei den Messungen der Rohrlänge besprochen. Die Literaturwerte zeigen den gleichen Trend und Abfall des maximalen Explosionsdruckes, wie die Messergebnisse.

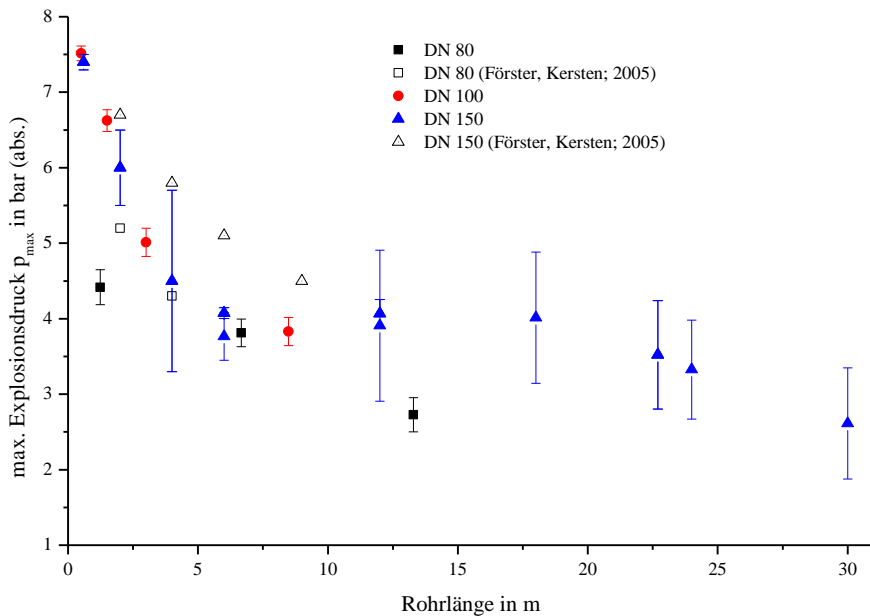


Abb. 27: Vergleich der gemessenen maximalen Explosionsdrücke in Abhängigkeit von verschiedenen Durchmessern bei unterschiedlichen Rohrlängen und der Vergleich mit Literaturdaten von Förster und Kersten [22], ($p_0 = 1,0$ bar (abs.), stöchiometrisches Propan/Luft-Gemisch)

In Abb. 27 ist zu sehen, dass der Rohrdurchmesser Einfluss auf den maximalen Explosionsdruck ausübt. Wird das Verhältnis von Oberfläche (O) zu Volumen (V), für gleiche Rohrlängen verglichen, ist ersichtlich, dass bei kleineren Durchmessern wesentlich mehr Wärmeübergangsfläche im Vergleich zum Reaktionsvolumen vorhanden ist als in Rohrstrecken mit großen Durchmessern.

Daraus folgt, dass in Rohren mit kleinem D aufgrund des größeren O/V-Verhältnisses über die Rohrwand mehr Wärme abgegeben wird. Als Folge davon ist der maximale Explosionsdruck in Rohren mit kleinen Rohrdurchmessern geringer als in Rohren mit größeren Durchmessern.

In Abb. 28 ist der maximale Explosionsdruck über dem L/D-Verhältnis aufgetragen.

Wie in Abb. 28 zu sehen ist, liegen alle maximalen Explosionsdrücke nahe an den Messwerten, die in der DN 150 Rohrleitung bestimmt wurden. Damit ist es möglich, den maximalen Explosionsdruck in geraden Rohrleitungen auch für nicht gemessene Versuchsstrecken abzuschätzen, solange das L/D-Verhältnis der Vergleichsrohrleitung entspricht.

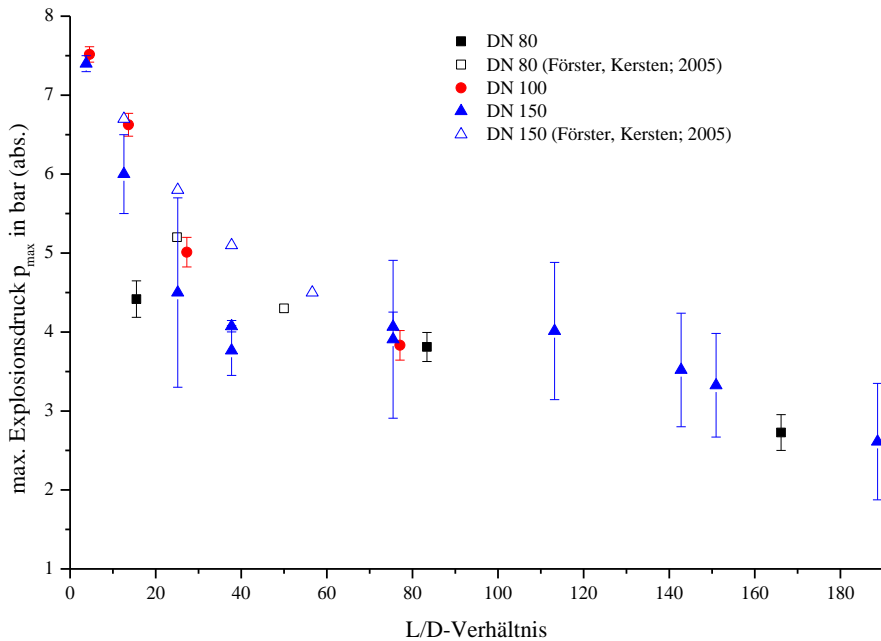


Abb. 28: Gemessene maximale Explosionsdrücke über dem L/D-Verhältnis für verschiedene Rohrlängen und -durchmesser und der Vergleich mit Literaturdaten von Förster und Kersten [22] (DN 150, $p_0 = 1,0$ bar (abs.), stöchiometrisches Propan/Luft-Gemisch)

In Abb. 29 sind die Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten über der normierten Rohrlänge für verschiedene L/D-Verhältnisse aufgetragen. Hier wurde festgestellt, dass die kleineren L/D-Verhältnisse, bei gleichem Durchmesser, geringere Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten erreichen, als große L/D-Verhältnisse. Ab einem Wert von $L/D > 76$ konnte man die höchsten Geschwindigkeiten in der Nähe der Rohrmitte beobachten.

Bei gleichem L/D-Verhältnis liegt aufgrund des größeren Oberfläche/Volumen-Verhältnisses der Wärmeverlust in kleineren Rohrdurchmessern höher, als in den entsprechenden größeren Durchmessern. Vergleicht man unterschiedliche Rohrlängen muss man berücksichtigen, dass mit steigendem L auch die Oberfläche durch die der Wärmeverlust erfolgt, größer wird. Somit steht weniger

Energie im Gas für den Druckaufbau zur Verfügung. Gleichzeitig mit den geringeren Explosionsdrücken steigt die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flammenfront an, da der Druck des Frischgases noch kleiner ist.

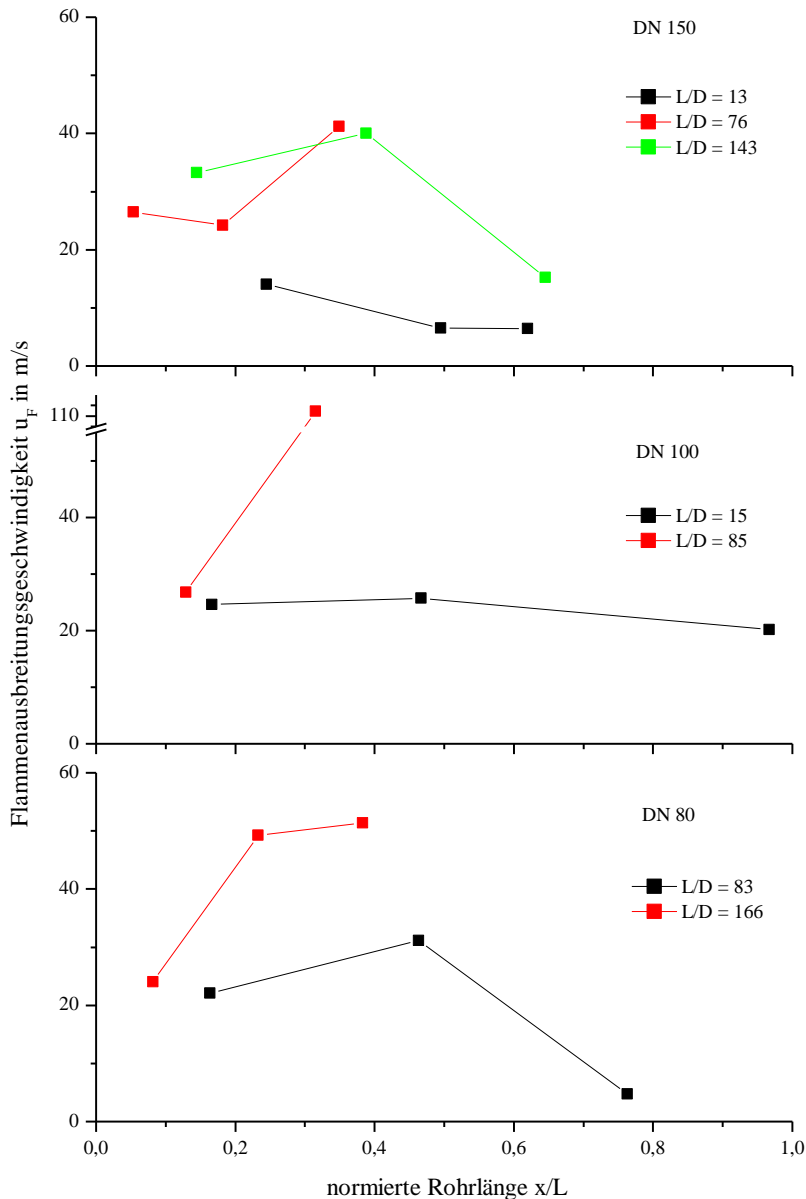


Abb. 29: Mittlere Flammenausbreitungsgeschwindigkeit über den mit der Rohrlänge normierten axialen Koordinaten bei verschiedenen Rohrlängen und -durchmessern ($p_0 = 1,0$ bar (abs.), stöchiometrisches Propan/Luft-Gemisch)

5.4.5 Einfluss des Brennstoffgehaltes

Der Einfluss des Brennstoffgehaltes auf den Explosionsdruckverlauf und die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit wurde mit verschiedenen Propan/Luft-Gemischen in einer Rohrleitung DN 150, $L = 22,3$ m und $p_0 = 1,0$ bar (abs.) untersucht.

Im Vergleich zu den Angaben aus Chemsafe [62] konnte nicht der gesamte explosionsfähige Konzentrationsbereich von 1,7 Vol% bis 10,9 Vol% vermessen werden. Dass nur der Konzentrationsbereich von 2,5 Vol% bis 7,0 Vol% untersucht werden konnte liegt daran, dass die in den Versuchen benutzte Zündenergie von $E_{\text{Zünd}} = 8$ J bis 12 J nicht ausreichte, um die Gemische nahe der Explosionsgrenzen zu zünden.

In Abb. 30 ist die gemessene Abhängigkeit des maximalen Explosionsdrucks vom Brennstoffgehalt dargestellt. Das Maximum der Fitkurve lag nahe der stöchiometrischen Gemischkonzentration von $\gamma_{\text{stöch}} = 4,2\%$. Gleiches wurde für Methan/Luft-Gemische von Bielert und Sichel [16] bestimmt. Bielert und Sichel [16] verwendeten dabei Messungen aus der Arbeit von Phylaktou und Andrews [9], die mit einer Rohrleitung $L = 2$ m, $D = 162$ mm, $p_0 = 1,0$ bar (abs.) mit Methan/Luft-Gemischen arbeiteten.

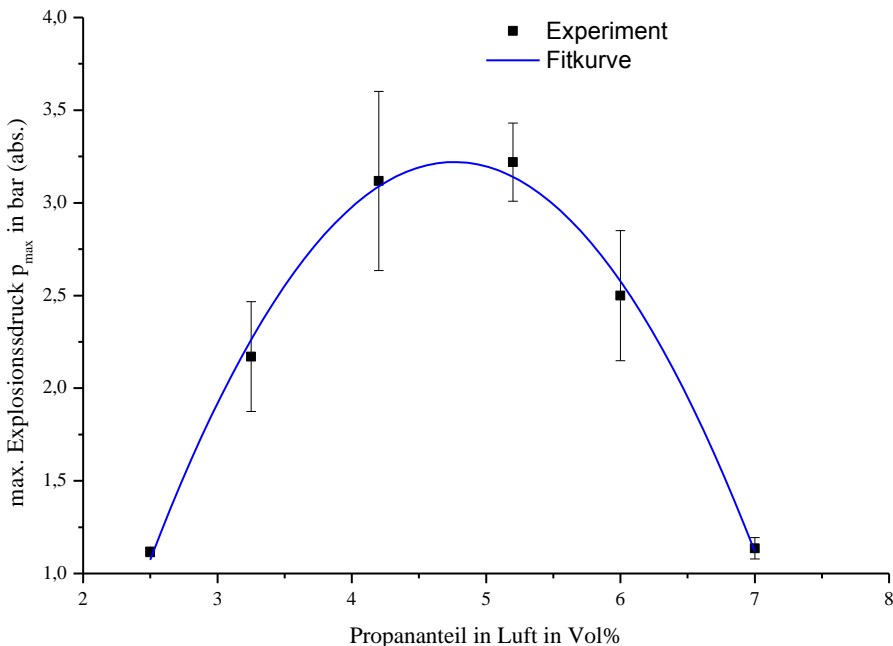


Abb. 30: Maximaler Explosionsdruck von Propan/Luft-Gemischen in Abhängigkeit vom Brennstoffgehalt (DN 150, $p_0 = 1$ bar (abs.), $L/D = 143$)

Das bedeutet, der Unterschied zwischen den Ergebnissen dieser Arbeit und der von Bielert und Sichel liegt darin, dass die Explosionsgrenzen und das Maximum an verschiedenen Brennstoffwerten liegen, der Verlauf ist aber gleich.

Der von diesen Autoren gemessene Kurvenverlauf steigt von 2,5 bar (abs.), bei 5 Vol% Methan in Luft, auf ungefähr 5 bar (abs.), bei 10 Vol% Methan und fällt dann wieder ab auf 1,6 bar (abs.), bei 15 Vol% ab. Dieser Verlauf ist parabelförmig und erreicht sein Maximum bei 10 Vol%. Da das stöchiometrische Gemisch von Methan in Luft bei 9,5 Vol% liegt, ist das Maximum in der Kurve leicht in den fetten Bereich verschoben.

In der vorliegenden Arbeit liegt der gemessene maximale Explosionsdruck (siehe Abb. 30) bei 3,25 bar (abs.) und fällt zu den Explosionsgrenzen auf etwa 1,1 bar (abs.) ab. Da die Mittelwerte und die Standardabweichung für das stöchiometrische und das 5,2 Vol%-Gemisch sich überlagern, liegt das Maximum der Kurve wahrscheinlich zwischen diesen beiden Messpunkten. Damit befindet sich in dieser Arbeit das Maximum der Druckkurve auf der fetten Seite des Gemisches.

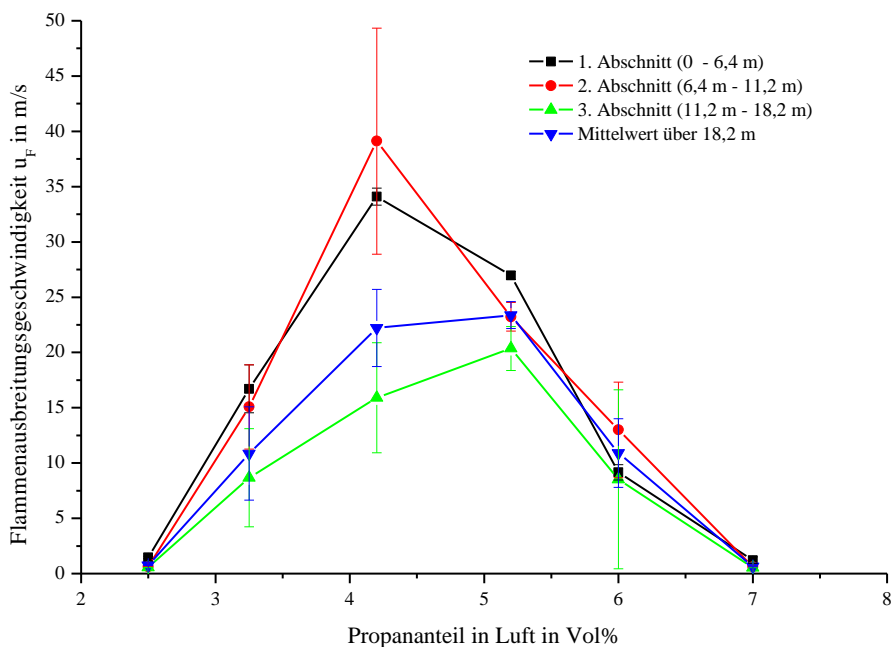


Abb. 31: Gemessene Flammenausbreitungsgeschwindigkeit von Propan/Luft-Gemischen in verschiedenen Rohrabschnitten in Abhängigkeit vom Brennstoffgehalt (DN 150, $p_0 = 1$ bar (abs.), $L/D = 143$)

In Abb. 31 ist die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit über dem Brennstoffanteil aufgetragen. Es wurden die mittleren Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten von 3 Bereichen und der Mittelwert über die ersten 18,2 m der Rohrlänge aufgetragen. Abb. 31 zeigt, dass die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit vom Brennstoffgehalt abhängig ist.

Im Rahmen dieser Untersuchung wurden Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten von 0,5 m/s bis zu 50 m/s gemessen. Auch in diesem Fall lag das Maximum der Geschwindigkeit in der Nähe des stöchiometrischen Gemisches. An den Rändern des untersuchten Konzentrationsbereichs wurden Geschwindigkeiten von etwa 0,5 m/s ermittelt. Dies entspricht der laminaren Flammenausbreitungsgeschwindigkeit von stöchiometrischen Propan/Luft-Gemischen (siehe Steen [8]). Desweiteren lässt sich bei Gemischen nahe der stöchiometrischen Konzentration erkennen, dass die Geschwindigkeiten in den einzelnen Rohrabschnitten voneinander abweichen. An den Grenzen des gemessenen Brennstoffgehaltes bleiben die Geschwindigkeiten nahezu konstant. Die höchsten Geschwindigkeiten wurden in den ersten Abschnitten erzielt. Deutlich erkennbar sind die Abbremsseffekte im 3. Rohrabschnitt, in dem nur die niedrigsten Geschwindigkeiten messbar waren. Durch das geschlossene Rohrende wird die Flamme an der freien axialen Ausbreitung gehindert. Das verbrannte Gas kühlt sich ab, der Druck hinter der Flamme reduziert sich und der Druckausgleich erfolgt durch die einsetzende Rückströmung vom Frischgas ins verbrannte Gemisch. Gleichzeitig verlangsamt sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flamme (siehe auch „Flammenausbreitung in Rohren“).

Vergleicht man die Abb. 30, und Abb. 31 so sind die höchsten Werte jeweils im stöchiometrischen Gemisch zu finden. Hier wird auch die höchste Reaktionsenergie freigesetzt. Dies führt dazu, dass die Geschwindigkeit der Flammenfront aufgrund des Druckausgleiches (vor und hinter der Flammenfront) ins Frischgas beschleunigt wird. Gleichzeitig vergrößert sich aber die Oberfläche, mit der das verbrannte Gas Energie an die Umgebung abgeben kann. Wird durch die Reaktion weniger Energie freigesetzt, ist die Beschleunigung der Flammenfront entsprechend geringer und die Oberfläche hat mehr Zeit, die Energie aus dem verbrannten Gas mit der Umgebung auszutauschen.

5.4.6 Einfluss des Anfangsdruckes

Der Einfluss des Anfangsdruckes auf das Explosionsverhalten wurde im gesamten messbaren Bereich untersucht. Er wurde jedoch durch den maximal erlaubten Anmischdruck im Mischer limitiert und ermöglichte nur einen Anfangsdruckbereich von $p_0 \leq 1,0$ bar (abs.) bis $p_0 \leq 2,3$ bar (abs.) für das stöchiometrische Propan/Luft-Gemisch bei einer Rohrlänge von 22,7 m und DN 150.

Die Abhängigkeit des maximalen Explosionsdruckes vom Anfangsdruck ist in Abb. 32 eingezeichnet. Der gemessene Explosionsdruck steigt linear mit dem Anfangsdruck an. Für den maximalen Explosionsdruck unter Normbedingungen wurde wie in [8] beschrieben, ebenfalls ein linearer Anstieg mit Anfangsdruck beobachtet.

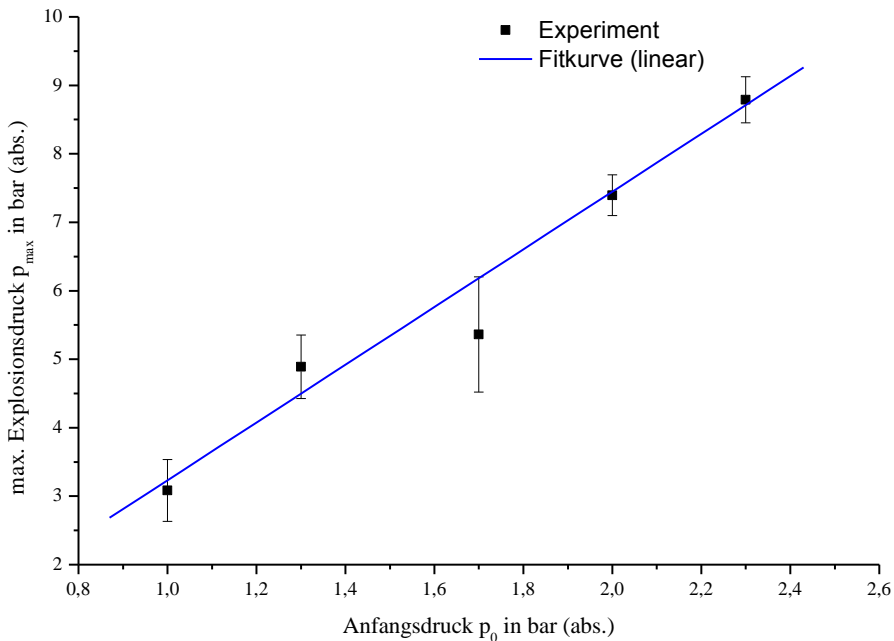


Abb. 32: Maximaler Explosionsdruck in Abhängigkeit vom Anfangsdruck für stöchiometrische Propan/Luft-Gemische (DN 150, $L/D = 143$, 4,2 Vol% Propan/Luft)

In Abb. 33 ist die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit über der Position in der Rohrleitung aufgetragen. Wie zu erkennen ist, steigen die Mittelwerte der Ausbreitungsgeschwindigkeit mit steigendem Anfangsdruck zur Rohrmitte stärker an. Da dieser Anstieg der Flammenfrontgeschwindigkeit innerhalb der Standardabweichung liegt, kann kein Zusammenhang festgestellt werden.

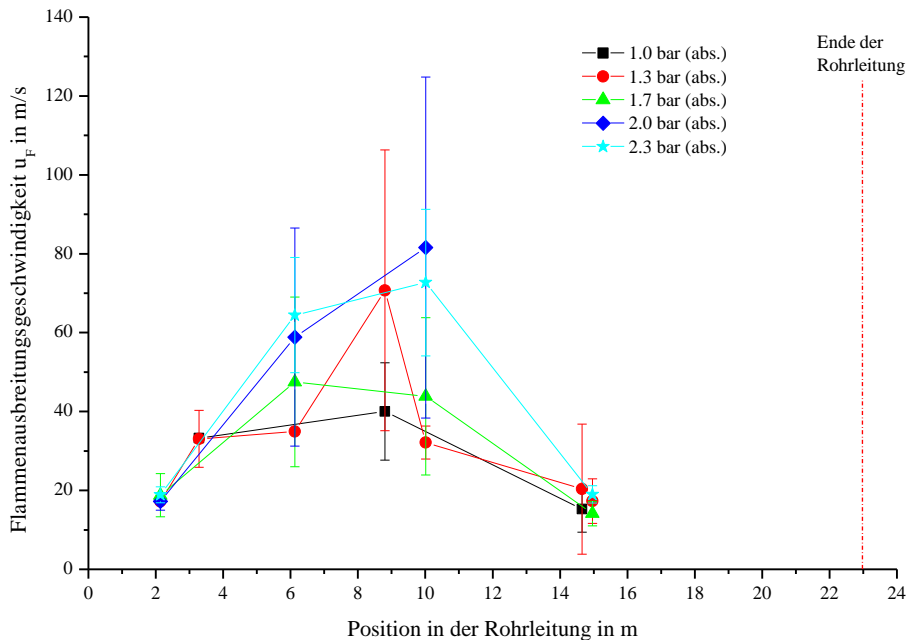


Abb. 33: Gemessene axiale Profile der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit über der Position in der Rohrleitung in Abhängigkeit des Anfangsdruckes für Propan/Luft-Gemische (DN 150, L = 23 m, 4,2 Vol% Propan in Luft)

5.4.7 Einfluss der Wandrauigkeit

Im weiteren Verlauf dieser Untersuchungen wurde der Einfluss der Wandrauigkeit auf das Explosionsverhalten überprüft. Durch die Verwendung von Rohren unterschiedlicher Qualität wurde die Wandrauigkeit verändert und somit konnte ihr Einfluss auf das Explosionsverhalten bestimmt werden. Zur Verfügung standen dabei eine DN 150 Stahlleitung aus ST37 und eine DN 150 Edelstahlleitung aus V2A. Die Versuche wurden mit stöchiometrischem Propan/Luft-Gemisch bei einem Anfangsdruck von $p_0 = 1,0$ bar (abs.) durchgeführt.

Beim Vergleich der maximalen Explosionsdrücke in Abhängigkeit von der Rohrlänge, wie in Abb. 34 dargestellt, lässt sich kein Einfluss durch verschiedene Wandrauigkeiten erkennen.

Die Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten sind in Abb. 35 über der jeweiligen Position in der Rohrlänge aufgetragen.

Die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit in der Edelstahlleitung steigt steil an, erreicht ihr Maximum nach 6 m mit 50 m/s und fällt mit geringer Steigung ab. In

der raueren Stahlleitung breitet sich die Reaktionsfront schneller aus und erreicht dementsprechend auch höhere Geschwindigkeiten: zum Beispiel wird hier nach 6 m eine Geschwindigkeit von 70 m/s erreicht. Verursacht wird dieses Verhalten durch die grobere Wandoberfläche der Stahlleitung, die mehr Turbulenz generiert und damit die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit erhöht. Folglich ist die gesamte Verbrennungszeit (Zeitraum zwischen Zündung und Erreichen des Endflansches) in der Stahlleitung geringer als in der Edelstahlleitung.

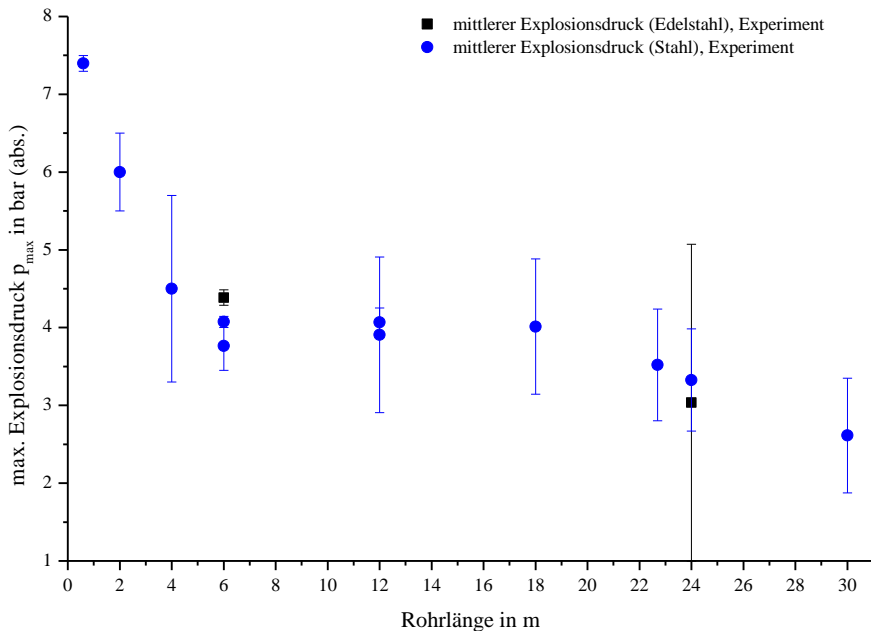


Abb. 34: Maximale Explosionsdrücke in Abhängigkeit von der Rohrlänge bei verschiedenen Wandrauigkeiten (DN 150, $p_0 = 1$ bar (abs.), stöchiometrisches Propan/Luft-Gemisch)

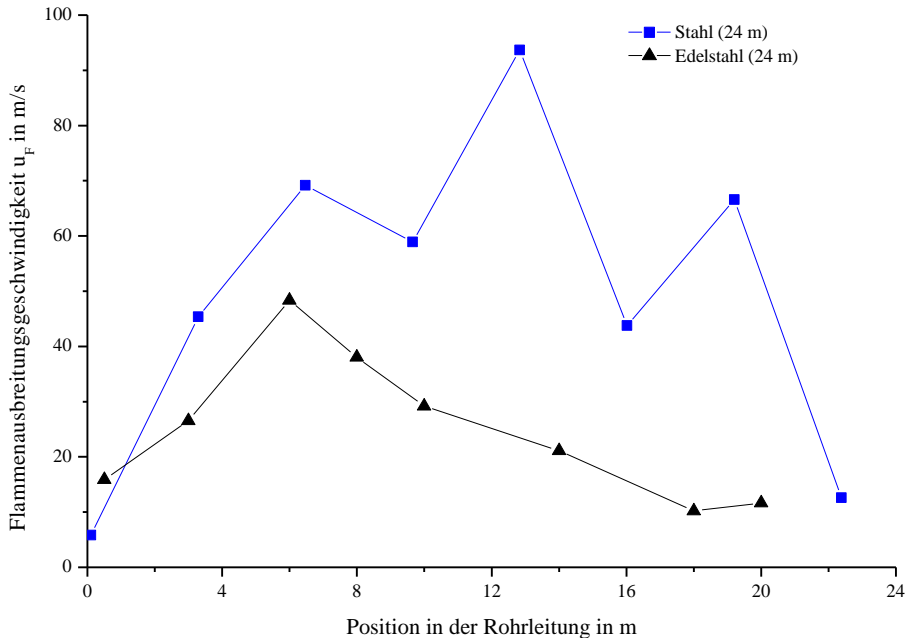


Abb. 35: Gemessene axiale Profile der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit der Position in der Rohrleitung bei verschiedenen Wandrauigkeiten (DN = 150, $p_0 = 1$ bar (abs.), stöchiometrisches Propan/Luft-Gemisch)

5.4.8 Einfluss von Turbulenz generierenden Einbauten

Der Einfluss der Turbulenz induzierenden Einbauten wurde in dieser Arbeit nur exemplarisch an einigen Lochblenden untersucht. Es sollte festgestellt werden, ab welchem Blockierungs-Verhältnis der Übergang von der Deflagration in die Detonation möglich ist. Damit die Blenden nach einer möglichst kurzen Versuchsstrecke eingebaut werden konnten, wurde die Leitung am Zündflansch um ein 0,6 m langes Rohr ergänzt.

Damit lag eine Rohrlänge vor von $L = 22,7$ m Versuchsstrecke hinter der Blende (gesamte Rohrstrecke 23,3 m; Blendenposition 0,6 m hinter dem Zündflansch, siehe auch Abb. 7). Das stöchiometrische Propan/Luft-Gemisch wurde mit einem Anfangsdruck von $p_0 = 1,0$ bar (abs.) vorgelegt. Die Zündung erfolgte mittels einer Drahtzündung mit $E_{\text{Zünd}} = 8$ J bis 12 J.

5.4.8.1 Axiale Profile des maximalen Explosionsdrucks bei normierten Blendendurchmessern

In Abb. 36 ist der maximale Explosionsdruck in Abhängigkeit von den Positionen der Messstellen aufgetragen. Bei der Blende $d/D = 0,8$ mit deflagrativem Verlauf

wurde ein Wert von $p_{\max} = 5$ bar an beiden Messpunkten erreicht. Im detonativen Verlauf (Blende $d/D = 0,8$) steigt der Druck am hinteren Drucksensor sprunghaft auf einen Wert von $p_{\max} = 54$ bar an. Dieser Druckverlauf und die in Abb. 38 diskutierte Flammenausbreitungsgeschwindigkeit entspricht einer anlaufenden DDT. Bei der Blende $d/D = 0,3$ liegt der mittlere Wert des ersten Drucksensors bei $p_{\max} = 130$ bar, am zweiten Messpunkt werden nur noch $p_{\max} = 65$ bar abgelesen. An beiden Messpunkten erfolgt der Anstieg des Druckverlaufes sprunghaft auf den Maximalwert und fällt danach wieder ab.

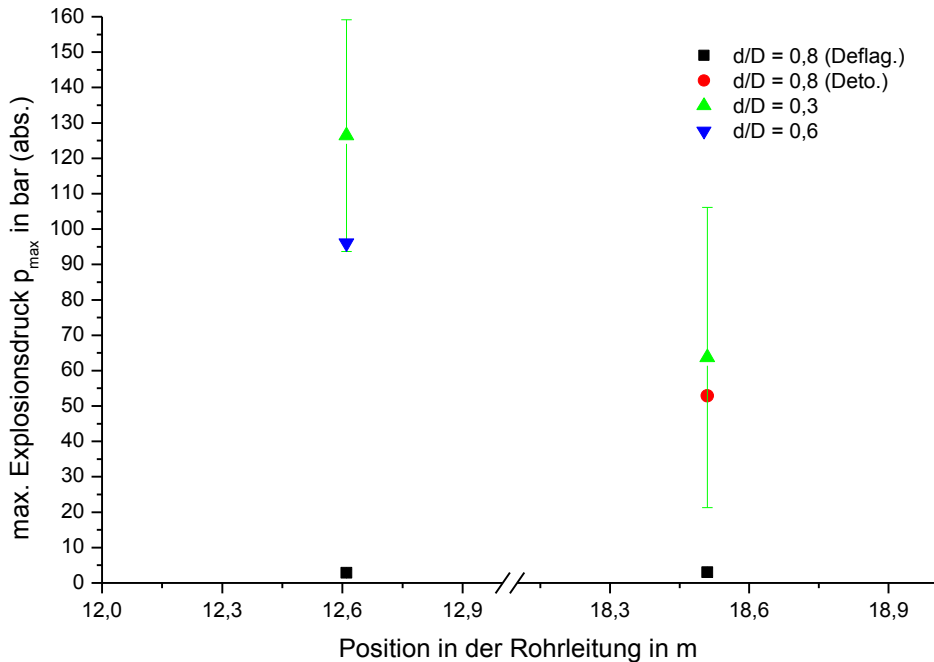


Abb. 36: Gemessene axiale Profile des maximalen Explosionsdruckes für mehrere Blenden (stöchiometrisches Propan/Luft, $L/D = 147$, $DN = 150$, $p_0 = 1,0$ bar (abs.), Position der ersten Blende 0,6 m hinter der Zündquelle)

Das Absinken des Druckes am zweiten Messpunkt deutet darauf hin, dass zwischen den beiden Messpunkten der Übergang von der instabilen Detonation mit einem absoluten Druckmaximum, zur stabilen Detonation erfolgte. Der Anstieg der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flammenfront (siehe Abb. 38) lässt den gleichen Schluss zu.



Abb. 37: Explosionsschäden an der Messstrecke mit der Blende $d/D = 0,6$ als turbulenz induzierende Einbauten

Versuche mit einer Blende $d/D = 0,6$ mussten abgebrochen werden, da es aufgrund von DDT-Übergängen zu schweren Schäden an der Rohrleitung kam. Das Schadensbild Abb. 37 in Kombination mit den maximalen Explosionsdrücken lässt vermuten, dass der Umschlag in der Nähe des Endflansches erfolgte, was

zum Abreißen des hinteren Rohrteils geführt hat. Die Blendenversuche wurden an dieser Stelle gestoppt und sollen mit stabileren Rohrleitungen, in nachfolgenden Arbeiten, wieder aufgenommen werden.

Es lässt sich bereits jetzt erkennen, dass sich der Übergang zur Detonation durch Turbulenz induzierende Einbauten beschleunigt. Schon geringe Blockierungsverhältnisse können zu einer möglichen DDT führen (siehe Ergebnisse der Blende $d/D = 0,8$).

5.4.8.2 Axiale Profile der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit bei normierten Blendendurchmessern

In Abb. 38 ist die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit über der Position in der Rohrleitung für verschiedene Lochblenden aufgetragen. Die Messergebnisse mit der Lochblende $d/D = 0,8$ wurden in deflagrativen und detonativen Verlauf aufgeteilt. Dies wurde notwendig, weil, unter den gewählten Randbedingungen, in 6 Experimenten nur ein Übergang zur Detonation erfolgte. Bei den anderen Lochblenden erfolgte der Übergang zur Detonation in allen Experimenten.

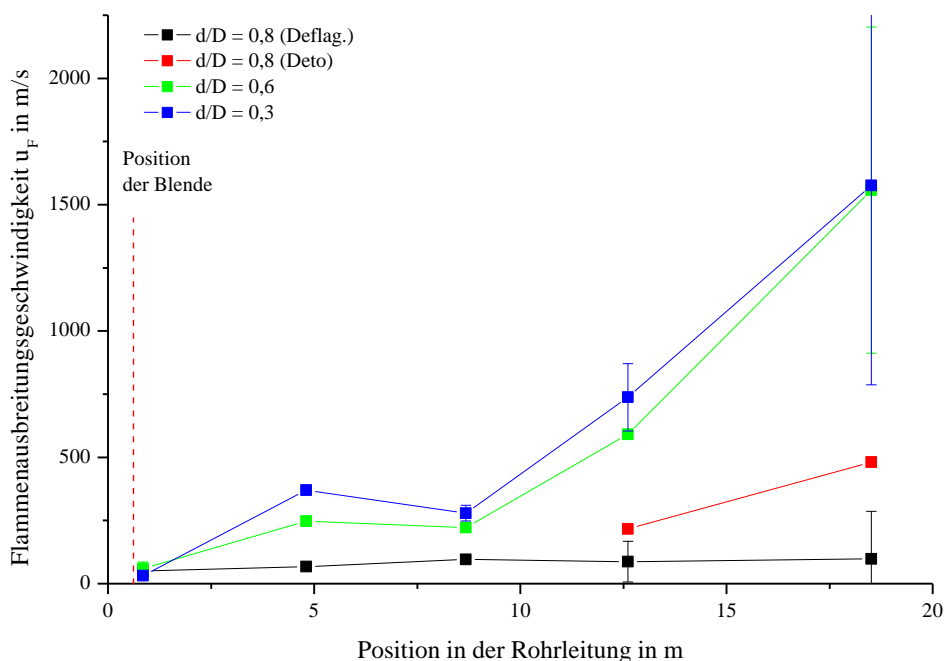


Abb. 38: Gemessene axiale Profile der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit in der Rohrleitung für verschiedene Blendenöffnungen (stöchiometrisches Propan/Luft, $L/D = 147$, $DN = 150$, $p_0 = 1,0$ bar (abs.), Blendenposition 0,6 m hinter der Zündquelle)

Die Messungen mit der Blende $d/D = 0,8$ für deflagrative Propan/Luft-Gemische zeigen, dass die Blende ein Ansteigen der Flammenfrontausbreitungsgeschwindigkeit verursacht. Beim Vergleich der Geschwindigkeiten mit und ohne Blende über identische Bereiche der Messstrecke (und gleichem Abstand der Flammendetektoren) ist die Geschwindigkeit mit Blende um den Faktor 3 bis 5 höher als ohne Blende.

Für die Blenden mit $d/D = 0,3$ und $0,6$ bzw. bei dem detonativ verlaufenden Versuch mit der Blende $d/D = 0,8$ erfolgte der Übergang zur Detonation und die Beschleunigung der Flammenfront auf die der Gemischtemperatur entsprechenden Schallgeschwindigkeit. Bei den Experimenten konnte allerdings nicht immer die stabile Detonation ausgelöst werden. Dies lässt sich anhand der großen Standardabweichung in Abb. 38 bei den Messwerten bei 18 m erkennen. Da die Geschwindigkeiten zum Ende der Rohrleitung (eine Ausnahme bilden die Experimente mit $d/D = 0,8$) größer als 800 m/s sind, kann davon ausgegangen werden, dass die Daten Übergänge von der Deflagration zur Detonation zeigen.

In den Literaturquellen von Stark und Roth [31] ($L = 0,6 \text{ m}$, $DN = 150$, $L/D = 4$) und Moen und Lee [63] ($L = 10 \text{ m}$, $D_{\text{innen}} = 2,5 \text{ m}$, $L/D = 4$, einseitig offen) wird das Explosionsverhalten von Brennstoff/Luft-Gemischen in Abhängigkeit von Blenden beschrieben. Der Dimensionsunterschied von $L/D = 4$ (Literatur) zu $L/D = 147$ (diese Arbeit) ist aber so gewaltig, dass ein Vergleich nicht sinnvoll erscheint. Gemäß der Norm 14994 [21] entspricht das L/D -Verhältnis von 4 einem langgestreckten Behälter und nicht einer Rohrleitung.

In der Arbeit von Phylaktou und Andrews [17] ($L = 1,7 \text{ m}$, $DN 80$, $L/D = 21$, stöchiometrische Methan/Luft-Gemische, Blendenposition: $L/D = 7$) wurden verschiedene Blenden ($br = 20 \% - 80 \%$) untersucht. Dabei wurde eine Beschleunigung der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit bis auf den 10-fachen Wert, bezogen auf die Geschwindigkeit ohne Blenden, gemessen. Bei der Betrachtung der Werte, die in den Experimenten dieser Arbeit festgestellt wurden, liegt die Beschleunigung zwischen dem Faktor 3 (beschleunigte Deflagration) und 45 (Detonation), bezogen auf die Versuche ohne Blende.

Der von Phylaktou und Andrew publizierte Beschleunigungsfaktor von 10 gilt aber auch nur für die optimale Blende ($br = 50 \%$) in der von ihnen untersuchten Messstrecke. Berechnet man den Faktor auch für die anderen Blenden, so ergeben sich Werte zwischen 2 und 10. Dies bedeutet, die Messungen von Phylaktou und Andrews liegen im unteren Bereich des in der vorliegenden Arbeit berechneten Beschleunigungsfaktors.

Auf Grund der kurzen Messstrecke von Phylaktou et al. [17] konnte kein Übergang von der Deflagration in die Detonation beobachtet werden, sondern nur

der Übergang von der Deflagration in die beschleunigte Deflagration. Demzufolge können die Arbeiten von Phylaktou et. al. wegen des Größenunterschieds der Rohrmaße nicht als Vergleich zu dieser Arbeit herangezogen werden.

5.5 CFD-Simulationen

In Abb. 39 sind die verwendeten Submodelle und deren variierte Einflussgrößen dargestellt. Als Submodell für die thermische Strahlung wird das „discrete transfer model“ verwendet. Die Wandrauigkeit der Rohrleitungen konnte nicht bei allen Turbulenzmodellen eingestellt werden, deshalb wurde die Wandrauigkeit nicht variiert.

Für die Submodelle der Turbulenz wurden die in Abb. 39 genannten Modelle verwendet, wobei das optimale Modell für die Bereiche Wandnähe und Bulkphase gefunden werden sollte. Bei den Simulationen wurden die Auftriebskräfte der heißen Abgase berücksichtigt, um eine mögliche Beeinflussung der Turbulenz abbilden zu können.

Mit den durchgeführten Simulationen wurden die folgenden Modelleinstellungen untersucht:

- Verbrennungsmodelle: Eddy Dissipation Modell (EDM) und Burning Velocity Modell (BVM)
- Turbulenzmodelle: $k\varepsilon$ und SST-Modell
- Wärmeverlust: Wand adiabatisch und mit fester Wandtemperatur, die Möglichkeit des Wärmeübergangs wurde nicht verwendet, da dazu die Gastemperaturen zur Validierung zur Verfügung hätten stehen müssen. Aus messtechnischen Gründen konnten diese Daten nicht mit entsprechender Genauigkeit und zeitlicher Auflösung mit den in dieser Schrift zur Verfügung stehenden Mitteln erarbeitet werden.

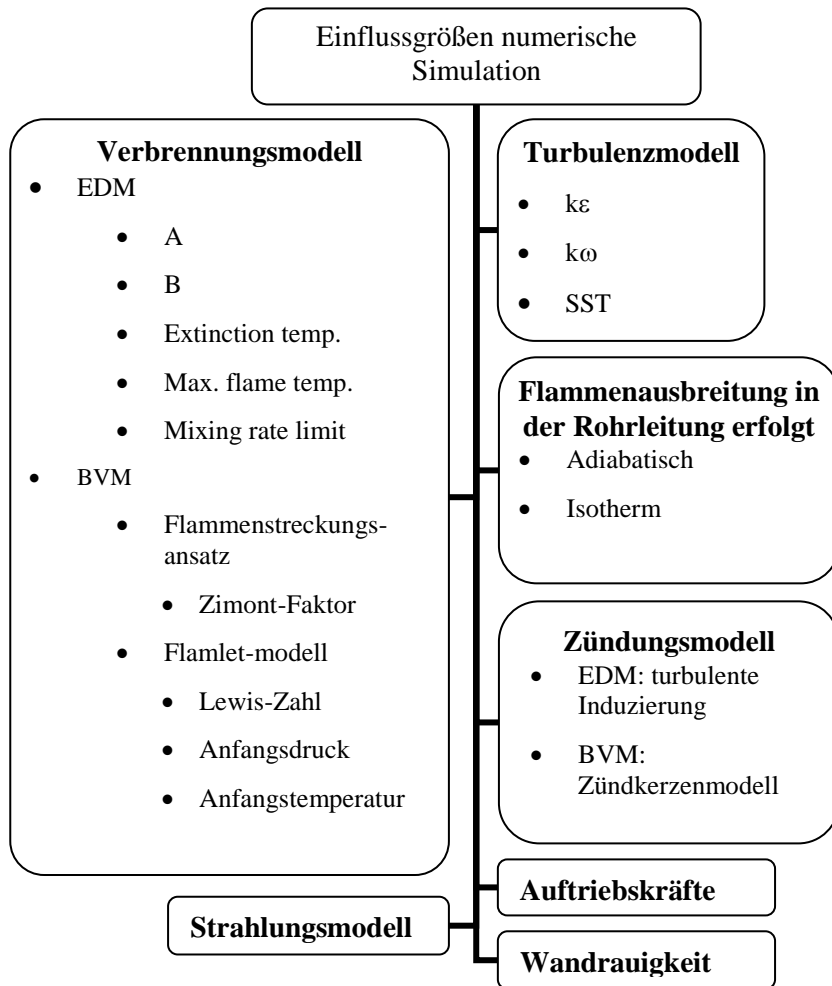


Abb. 39: Einflussgrößen und Parameter, die bei der Simulation gewählt und variiert wurden bzw. unverändert blieben

5.5.1 Geometrie und Gittergenerierung

Da nicht bekannt ist, ob die Gravitation auch in geraden Rohren einen Einfluss auf den Explosionsverlauf hat, sollte sie in den Simulationen mit berücksichtigt werden. Dadurch kann eine Verkleinerung des Rechenaufwandes durch Halbierung des Rechengebietes nur an den Symmetrieflächen erfolgen, die parallel zur Gravitation verlaufen. In Abb. 40 verläuft aus diesem Grund die Gravitation entlang der z-Achse.

Der erkannte Einfluss auf den Explosionsdruck durch den Wärmeverlust über die Rohrwand wirft die Frage nach der numerischen Darstellung dieses Phänomens

auf. Um dies zu untersuchen, werden die zwei Fälle:

- Adiabatisch, kein Wärmeübergang vom Gasraum auf die Rohrwinnenwand, heißt adiabates Temperaturprofil in der Rohrwand,
- Isotherm, konstante Wandtemperatur, ideale Wärmeleitung in der Wand und damit Wärmeverlust nur abhängig von der Wärmeübertragung aus dem Verbrennungsraum auf die Rohrwinnenwand

betrachtet. In beiden Fällen wurde die Rohrwand nicht mit aufgelöst ($d_{\text{Wandstärke}} = 0 \text{ mm}$). Experimentell war nur eine geringe Erwärmung der Rohrwand festzustellen. Es kann also davon ausgegangen werden, dass infolge der Wärmekapazität des Stahls die Verbrennungsenergie ohne übermäßige Erhitzung der Wand aufgenommen wird. Die Rohrabmessungen für die Simulation wurden so gewählt, dass die Validierung anhand mehrerer experimentell untersuchter Parameter erfolgen konnte. Daraus ergab sich eine Rohrlänge von $L = 6 \text{ m}$ und ein Rohrdurchmesser von $D_{\text{innen}} = 159 \text{ mm}$ bei der verwendeten DN 150 Rohrleitung.

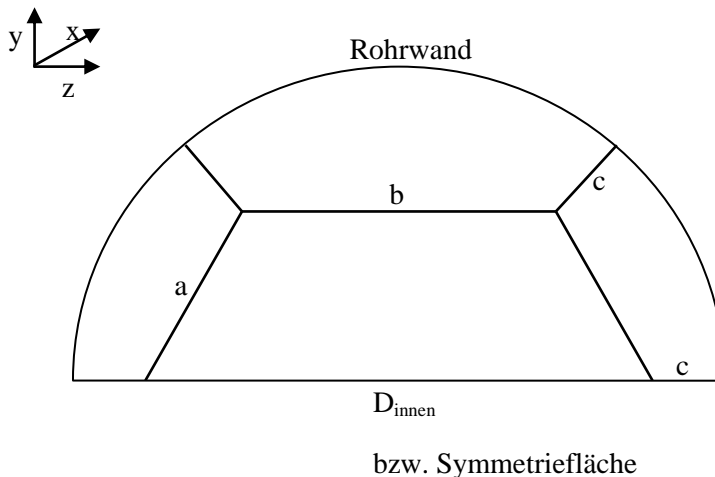


Abb. 40: Schematische Darstellung des Gitteraufbaues mit 4 Segmenten, in denen die Gitterzellen angebracht sind.

Diese Geometrie konnte in ANSYS ICEM CFX mit den beiden Gittertypen:

- Tetraedrisch
- Hexaedrisch

vernetzt werden. Das tetraedrische Gitter lässt sich aufgrund der automatischen Vernetzungsfunktion leicht erstellen. Für die gleichen Rechenergebnisse werden

jedoch dreimal so viele Gitterelemente benötigt wie für die hexaedrischen Gitter [64]. Beim hexaedrischen Gitter ist dagegen die Vernetzung zeitaufwendiger, da sie nicht automatisch erfolgen kann und mehr Arbeitsschritte bis zur Gittergenerierung vorzunehmen sind. In dieser Arbeit wurden trotzdem die hexaedrischen Gitter verwendet, da sie bei der Simulation eine deutliche Zeitersparnis ausmachen.

Die Gittergenerierung wurde mit ANSYS ICEM CFD 11.0 [65] durchgeführt.

Für die bessere Anpassung der hexaedrischen Gitterelemente an das halbkreisförmige Rechenggebiet werden die Elemente mit O-Grid [65] in der Geometrie angeordnet. Die weiteren Kanten (a-c in Abb. 40), an denen die Gitterelemente angeordnet werden, sind mit ihren Längen und der darauf angeordneten Anzahl an Knoten in Tab. 4 angegeben.

Tab. 4: Abstände und Anzahl der Knoten

Abstand	Distanz in mm	Knotenanzahl	Kantenlänge der Zellen (nach ANSYS ICEM) in mm	Bemerkung
a	46,8	9	5,8	
b	95,9	17	6,0	
c	14,8	8	1,0 2,8	Expansion von der Rohrwand zur Rohrmitte
x-Achse	6000	750	8,0	

Somit bestehen die Gitter aus 287 616 Knotenpunkten und 263 296 Zellen (Angaben wurde aus Ansys CFX entnommen).

5.5.2 Anfangs- und Randbedingungen sowie Zündmodelle und Zeitschritte

Bei den Simulationen wurden die Anfangsbedingungen wie bei den Experimenten zugrunde gelegt. Das Propan/Luft-Gemisch wurde also bei einem Anfangsdruck von $p_0 = 1,0$ bar (abs.) mit einem Brennstoffgehalt von $\gamma_{\text{Propan}} = 4,2$ % oder $w_{\text{Propan}} = 6,03$ % vorgelegt.

Die Anfangstemperatur des Gemisches wurde zur Vermeidung von Störungen nicht gemessen. Als erste Näherung wurde die Temperatur der Umgebungsluft verwendet, also ist $T_a = 293$ K. Da der Turbulenzgrad des Brennstoff/Luft-Gemisches infolge des Füllens der Versuchsstrecke unbekannt ist, wird die Simulation mit einem ruhenden Gemisch gestartet.

Um die geschlossenen Rohrleitungen in den Experimenten zu übertragen, wurden

in der Simulation alle Wände als undurchlässige Begrenzungen behandelt. Die einzige Ausnahme ist die durchlässige Symmetrieffläche. Die Randbedingungen für die Rohrwände wurden entsprechend aus Tab. 5 ausgewählt.

Tab. 5: Randbedingungen für die Rohraußenwand

Randbedingung	Einstellung
adiabatisch	adiabatisch, $T_{\text{Wand}} = T_{\text{Gas}}$
isotherm	isotherm, $T_{\text{Wand}} = T_a$

Zusätzlich sollte bei den Simulationen die Oberflächenbeschaffenheit (Wandraugigkeit) berücksichtigt werden. Da die Wandraugigkeit in den Rohrstrecken jedoch niemals einheitlich ist, z.B. durch Verarbeitung oder Oxidation, sich andererseits die Wandraugigkeit nur beim $k\varepsilon$ -Turbulenzmodell einstellen lässt, ist ein Vergleich dieses Modells mit dem SST-Modell nicht möglich.

Die Simulationen wurden deshalb ausschließlich mit den Messungen in glatten Edelstahlrohren validiert.

Die Modellierung der Zündung erfolgte in beiden Verbrennungsmodellen (EDM und BVM) unterschiedlich. Aufgrund der Kopplung von Turbulenz und Kinetik im EDM erfolgte die Zündung nicht durch Energiezufuhr, sondern durch Turbulenz. Dazu wurde am Zündpunkt (gleiche Position wie in den Experimenten) durch Zufuhr einer bestimmten Menge turbulenter kinetischer Energie $10^{-4} \text{ kg m}^2 \text{ s}^{-3}$ und turbulenter Dissipation $10^{-2} \text{ kg m}^2 \text{ s}^{-4}$ gezündet.

Im Burning Velocity Modell wurde die Zündung über das integrierte Zündkerzenmodell modelliert [47]. Da die elektrischen Pole der Zündkerze in unterschiedlichen Gitterelementen liegen müssen, wurde ein Abstand von 11 mm zwischen den Polen gewählt. Die Zündenergie hatte einen Wert von 100 W und wurde über eine Zeit von $t = 0,03 \text{ s}$ zugeführt. Die Zeitdauer des Zündfunkens konnte anhand von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen des Zündvorganges ermittelt werden. Der Zündort entsprach dem in den Experimenten.

Bei den Simulationen wurden die Zeitschritte mit $\Delta t = 1 \text{ ms}$ gewählt.

Für die Integration der DGL wurde ein Löser von ANSYS CFD (ANSYS CFX 11.0 [66]) verwendet. Zur Erstellung der Flamelet-Bibliotheken wurde der ANSYS RIF Editor [50] benutzt.

5.5.3 Explosionsdruckverläufe

Mit dem BVM-Modell wurden des weiteren Verläufe von Explosionsdrücken bei isothermen und adiabaten Rohrwänden durch Simulationen vorhergesagt. Die hierfür verwendeten Modellparameter sind in Tab. 6 eingetragen.

Tab. 6: Parameter zur Simulation der Verläufe von $p(t)$ für isotherme und adiabate Rohrleitungen

Verbrennungsmodell	BVM
Zimontfaktor	10000
Turbulenzmodell	$k\varepsilon$
Temperatur Rohrwand	adiabat ($T_{wand} = T_{Gas}$) isoterm ($T_{wand} = T_a$)

In Abb. 41 ist der simulierte Explosionsdruckverlauf bei adiabater bzw. isothermer Rohrwand dargestellt. Im adiabaten Fall steigt der Explosionsdruck im Mittel kontinuierlich an und erreicht am Ende der Rohrleitung seinen höchsten Wert, da bis zum Ende der Reaktion kein Wärmeverlust auftritt. Vergleicht man den simulierten maximalen Explosionsdruck mit dem in der Gestis Stoffdatenbank [60] enthaltenen Druck von $p_{max, Kugel} = 9,4 \text{ bar (abs.)}$ bei dem angenommen wird, dass der Wärmeverlust einsetzt, wenn die Flammenfront die Behälterwände erreicht, so überschätzt die Simulation p_{max} um nur 0,6 bar.

Die Simulationsdaten für den isothermen Fall der Rohrwand können dagegen mit den Experimenten dieser Arbeit validiert werden. Da sich bei den Experimenten gezeigt hat, dass die Rohrwand sich nicht mehr als $\Delta T \leq 10 \text{ K}$ erwärmt hat, und somit die Temperatur der Rohrwand als konstant betrachtet werden kann.

Der in Abb. 42 berechnete Explosionsdruck für den isothermen Fall steigt aber im Vergleich zu den Experimenten schneller an und erreicht sowohl früher als auch ein höheres Maximum als in den Experimenten gemessen wurde. Der zu hohe Explosionsdruck zeigt deutlich, dass der Wärmetransport gestört wird. Da als Rohrwand die innere Seite der Rohrwand betrachtet wird, kann das Problem nur im Transport zur Wand liegen.

Die Überschätzung des maximalen Explosionsdrucks durch die Simulation um den Faktor 1,5 lässt sich dadurch erklären, dass im Experiment keine adiabaten Bedingungen vorliegen. Die Abweichung des simulierten maximalen Explosionsdrucks von 6 bar im Vergleich zum experimentellen maximalen Explosionsdrucks von 4 bar liegt sehr wahrscheinlich an dem unzureichendem $k\varepsilon$ -Turbulenzmodell.

Bei Verwendung des SST-Turbulenzmodells liegt der simulierte maximale Explosionsdruck bei 3,5 bar und weicht folglich nur um 0,5 bar vom

experimentellen Explosionsdruck ab (siehe). Hieraus folgt auch, dass der gemessene maximale Druck bei isothermer Rohrwand und bei Verwendung des SST-Turbulenzmodells recht gut durch Simulation vorhergesagt wird.

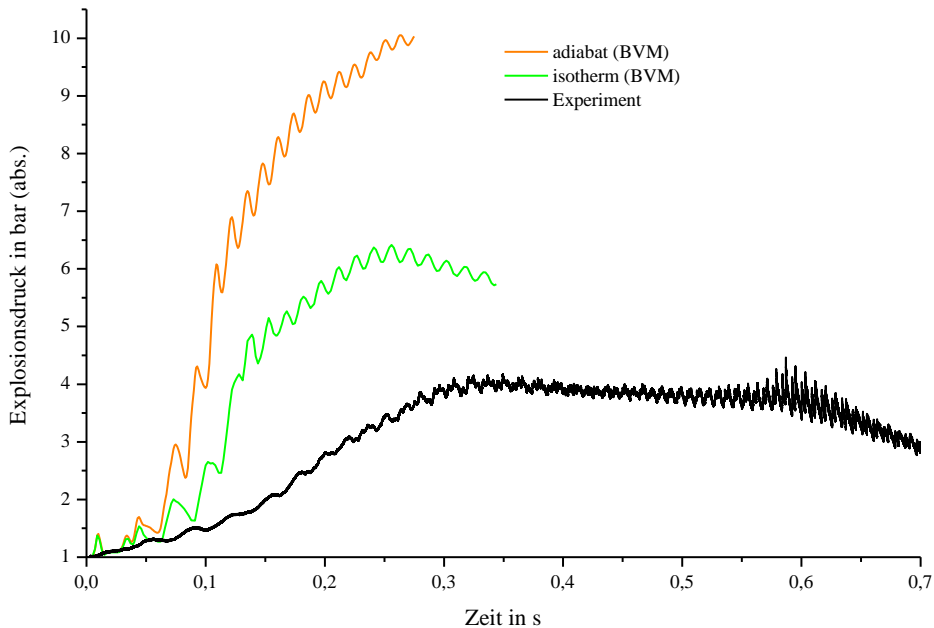


Abb. 41: Vergleich von CFD vorhergesagten und experimentell bestimmten Explosionsdruckverläufen in Abhängigkeit des Wärmeverlustes (stöchiometrisches Propan/Luft-Gemisch, $L = 6$ m, DN 150, BVM, $k\varepsilon$, glatte Wand)

Wie aus Abb. 43 zu erkennen, liegt beim SST-Modell der maximale Explosionsdruck bei 3,5 bar (abs.). Der Explosionsdruckverlauf des $k\varepsilon$ -Turbulenzmodell wurde bei der vorangegangenen besprochen. Im Fall des SST-Turbulenzmodells zeigt der Verlauf einen etwas geringeren Anstieg an als der empirisch festgestellte Explosionsdruck.

Bei der isothermen Rohrwand kommt es zu keiner Erwärmung der Wand ($T_{\text{wand}} = T_a$). Folglich verliert bei isothermer Randbedingung das heiße Gas die meiste Wärme an die Rohrwand. Das $k\varepsilon$ -Turbulenzmodell beschreibt den gemessenen Druckverlauf sehr viel schlechter als das SST-Turbulenzmodell. Im allgemeinen weist das $k\varepsilon$ -Turbulenzmodell in Wandnähe eine zu geringe Turbulenzintensität aus, weshalb der Wärmeverlust zu niedrig angezeigt wird. Dieser Fehler ergibt die Vorhersage eines zu hohen Explosionsdrucks.

Das SST-Turbulenzmodell zeigt im Verlauf einen etwas geringeren Anstieg des

Explosionsdrucks als der im Versuch festgestellte.

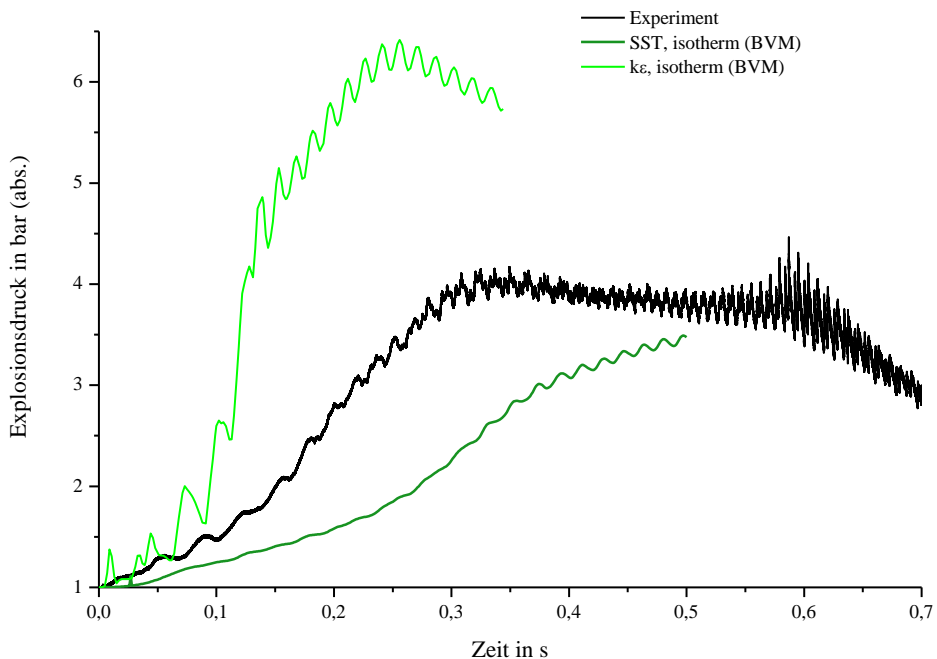


Abb. 42: Mit der CFD Simulation vorhergesagten Verläufe des Explosionsdrucks und experimenteller Druckverlauf für die $k\epsilon$ und SST Turbulenzmodelle (stöchiometrisches Propan/Luft-Gemisch, $L = 6\text{ m}$, DN 150, BVM, glatte Rohrwand)

Zusätzlich wurde der Einfluss des BVM-Modellparameters, das heißt des Zimontfaktors, auf das Explosionsverhalten untersucht. Die dabei verwendeten Einstellungen sind in Tab. 7 eingetragen.

Tab. 7: Modellparameter bei der Simulation mit dem BVM-Modell

Parameter	Wert
Zimont	1000 - 20000
Turbulenzmodell	SST
Randbedingung	isotherm ($T_{\text{wand}} = T_a$)

In Abb. 43 sind die simulierten Explosionsdruckverläufe bei verschiedenen Zimontfaktoren zwischen 1000 und 20000 dargestellt. In den bisherigen Simulationen wurde ein Zimontfaktor von 10000 verwendet. Es ist klar zu erkennen, dass der Zimontfaktor einen Einfluss auf den simulierten, maximalen Explosionsdruck hat. Die Anfangssteigung (in den ersten 150 ms) des simulierten

Verlaufs blieb bei allen verwendeten Werten des Zimontfaktors zu gering. Mit zunehmendem Zimontfaktor kann jedoch bei den Simulationen eine Anpassung der Steigung an die gemessene Druckkurve erreicht werden. Eine Wahl des Zimontfaktors im Bereich < 20000 ist zu empfehlen.

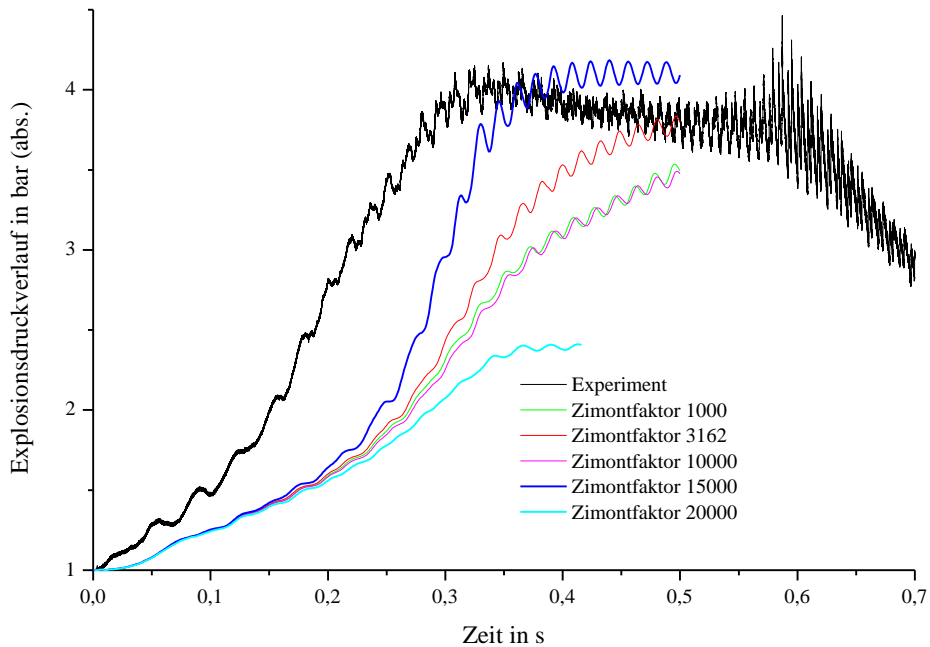


Abb. 43: CFD vorhergesagte Explosionsdruckverläufe für verschiedene Zimontfaktoren und gemessener Druckverlauf (stöchiometrisches Propan/Luft-Gemisch, $L = 6$ m, DN 150, BVM, SST, glatte Rohrwand)

Ein Zimontfaktor von 20000 führt dagegen zu einem starken Absinken des maximalen Explosionsdruckes. Die Flammenfront ist in dieser Simulation so stark beschleunigt, dass das Ende der Versuchsstrecke bereits nach $t < 0,4$ s erreicht wird. Bei den anderen Simulationen wurde das Ende der Rohrleitung erst kurz vor $t = 0,5$ s erreicht.

5.5.4 Axiale Profile des Explosionsdrucks

Vergleicht man den Explosionsdruck, der bei Erreichen der Positionen der Flammendetektoren experimentell gemessen wurde, mit den in unterschiedlichen Turbulenzmodellen simulierten, so erhält man Abb. 44.

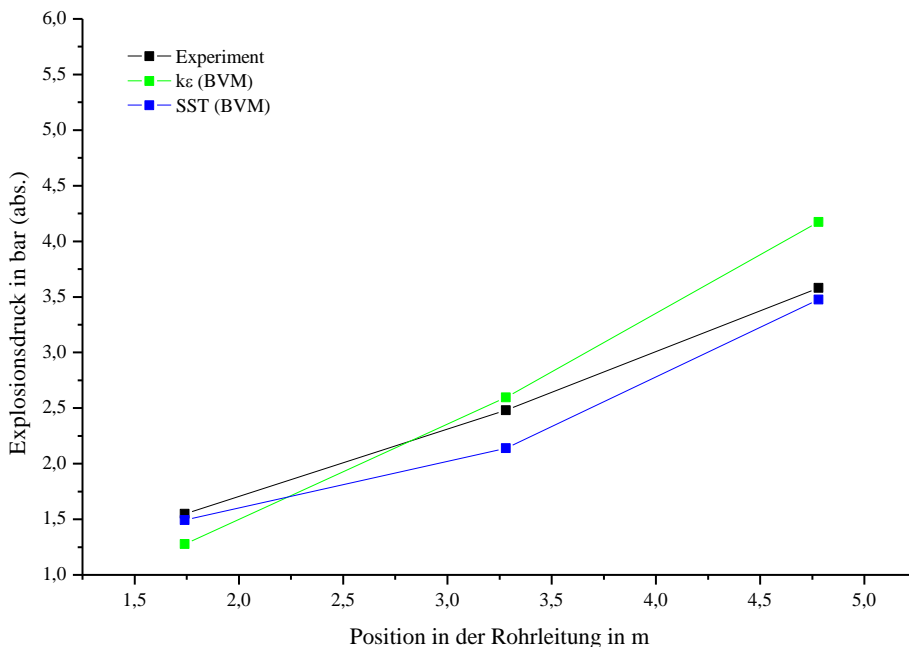


Abb. 44: CFD vorhergesagte und gemessene axiale Profile des Explosionsdruckes beim Durchlaufen der Flammenfront durch die Rohrleitung (stöchiometrische Propan/Luft-Gemisch, $L = 6$ m, BVM)

Die axialen Profile des Explosionsdruckes sind in Abb. 44 für die $k\epsilon$ - und SST-Turbulenzmodelle im Vergleich zu den experimentellen Explosionsdrücken dargestellt. Es wird deutlich, dass im Gegensatz zu den Ergebnissen aus den zeitlichen Verläufen $p(t)$, siehe Abb. 43 für das SST-Turbulenzmodell eine hervorragende Übereinstimmung zwischen simulierten und gemessenen Explosionsdrücken entlang der gesamten Rohrleitung vorliegt.

Eine Erklärung für die in der Simulation (SST, BVM und isotherm) deutlich unterschätzten Verläufe des Explosionsdruckes bei gleichzeitig sehr gut vorhergesagtem axialen Profil des Druckes, kann ohne weitere Untersuchungen nicht gegeben werden.

5.5.5 Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten

In den Simulationen mit dem Eddy Dissipation Modell wurde das $k\epsilon$ -Turbulenzmodell bei adiabaten und isothermen Rohrwänden verwendet. Die Modellparameter des Eddy Dissipation Modells sind in Tab. 8 enthalten.

Tab. 8: Modellparameter des Eddy Dissipation Modells

Parameter	Wert										
A	2	3	4	4	2	4	8	4	8	8	10
B	-1			0	0,5			1		2	
Zündtemperatur	ausgeschaltet										
max. Flammentemperatur	2265 K										
Mixing Rate Limit (mrl)	2500 bzw. 1000										
	2. Ansatz: mrlnearwall+mrltube (1-(ryz/0.0795))										
mrlnearwall	10				1000				15		
mrltube	1000				150				1		
ryz	Wurzel(z ² +y ²)										

Bei der Untersuchung der Parametereinstellungen konnte eine derart starke Beschleunigung der simulierten Flamme innerhalb einer Entfernung von $x \geq 0,5$ m vom Zündort festgestellt werden, dass die Flammenfront im Zeitfenster von $t \leq 100$ ms den Endflansch der Rohrleitung erreichte. Das heißt im Umkehrschluss, die Flammenfront würde von $u_F \leq 10$ m/s auf mehrere 1000 m/s beschleunigt. Der Vergleich mit experimentellen Flammenfrontgeschwindigkeiten weist auf eine Überschätzung der Simulation um den Faktor 10 – 100 hin. Durch Einbauten kam es bei den praktischen Versuchen zu einer Erhöhung der Flammenfrontgeschwindigkeit, die mit dem simulierten Tempo deutlich besser übereinstimmt. Diese Erkenntnis lässt sich auch in der Simulation der Flammenfrontgeschwindigkeiten in Rohrleitungen mit Einbauten von Wang et. al. [48] wiederfinden. Dort haben die Simulationsrechnungen beim Vorhandensein von Einbauten zu guten Übereinstimmungen mit den Messungen geführt.

Vergleicht man das Ergebnis dieser Arbeit mit den von Wang et. al. [48] erstellten Daten, muss man zunächst akzeptieren, dass dort die Simulationen mit dem EDM-Verbrennungsmodell besser an die experimentellen Validierungsdaten angepasst werden konnten. Bei näherer Betrachtung stellt man jedoch fest, dass ein anderer Brennstoff und ein aufwendigeres Turbulenzmodell verwendet wurden, und es erfolgten ausschließlich Versuche mit eingebauten Blenden. Diese Blenden führten ja auch in dieser Arbeit zu einer deutlichen Erhöhung der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit. Demzufolge fiel es in der Arbeit von Wang et. al. nicht auf, dass im Eddy-Dissipation Modell die Flammenfront schnell durchzündet, da dies im Experiment durch die verwendeten Blenden ebenfalls erfolgte.

Eine sehr wahrscheinliche Erklärung für die erhebliche Überschätzung der

Flammenausbreitungsgeschwindigkeit durch die Simulation um den Faktor 10 - 100 ist die Verwendung eines ungeeigneten Verbrennungsmodells in der Form des Eddy Dissipation Modells.

Deshalb wurde für die weiteren Simulationen zur Vorhersage der gemessenen Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten das BVM (siehe Abb. 45) implementiert. Tatsächlich trat beim BVM-Modell kein Durchzünden wie beim EDM auf. Dies beruht darauf, dass beim Eddy Dissipation Modell die Reaktionsgeschwindigkeit vorwiegend durch die Turbulenz bestimmt wird. Im Unterschied zum EDM-Verbrennungsmodell ist beim BVM Verbrennungsmodell die Turbulenz nicht direkt mit der Reaktionsgeschwindigkeit gekoppelt, sondern sie kann nur über Wärmetransport und Vermischung die Reaktionsgeschwindigkeit beeinflussen.

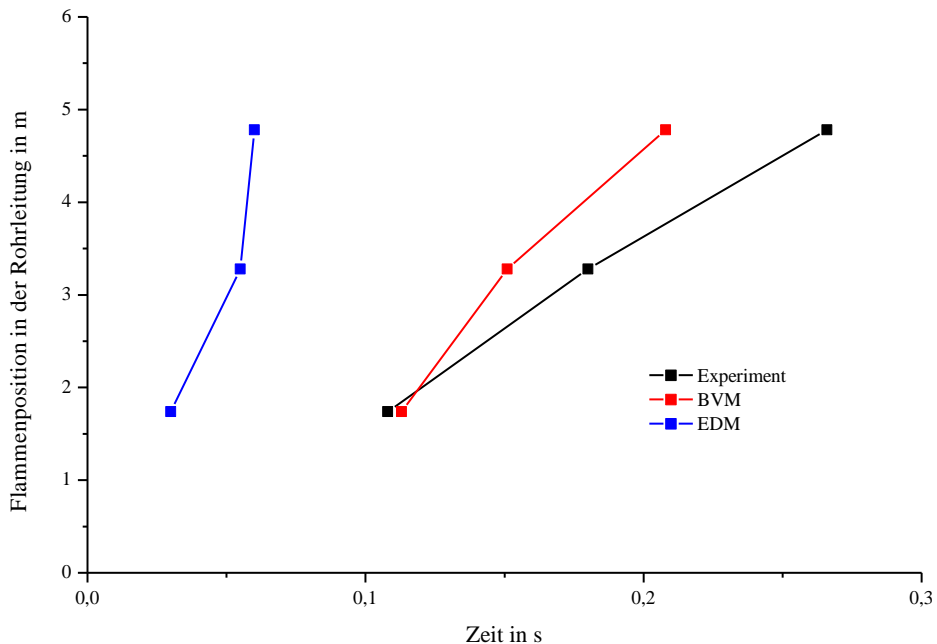


Abb. 45: Verläufe der Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten $u_F(t)$ mit den EDM bzw BVM-Verbrennungsmodell, bei Verwendung des $k\varepsilon$, bei isothermer Wandbedingung und stöchiometrischem Propan/Luft-Gemisch, $p_0 = 1$ bar (abs.)

In Abb. 45 sind die Verläufe jeweils mit dem EDM und BVM-Verbrennungsmodell gezeigt, zusammen mit gemessenen Geschwindigkeiten für ein stöchiometrisches Propan/Luft-Gemisch.

Es ist zu erkennen, dass das BVM Modell wesentlich näher an den experimentellen Daten liegt. Insbesondere tritt der steile Anstieg von $u_F(t)$ des

EDM-Modells nicht mehr auf.

5.5.6 Axiale Profile der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit

In Abb. 46 sind die Flammengeschwindigkeiten über der Position in der Rohrleitung aufgetragen. Hier steigt die Geschwindigkeit der Flammenfront im Experiment von 15 m/s während der ersten 1,5 m auf 20 m/s in der Mitte der Leitung an. Im weiteren Verlauf erfährt sie eine Verzögerung (Folge der Kompression des Frischgases, hervorgerufen durch die Expansion der Abgase) und erreicht am Rohrende eine Geschwindigkeit von 15 m/s. In der Simulation mit adiabaten Wandbedingungen liegt die Geschwindigkeit im Bereich des Eintritts bei 30 m/s und steigt zur Rohrmitte auf 75 m/s an. Am Ende der Messstrecke wurde eine Geschwindigkeit von über 50 m/s vorhergesagt. Damit überschätzt die Vorhersage die Messungen um den Faktor 2-4.

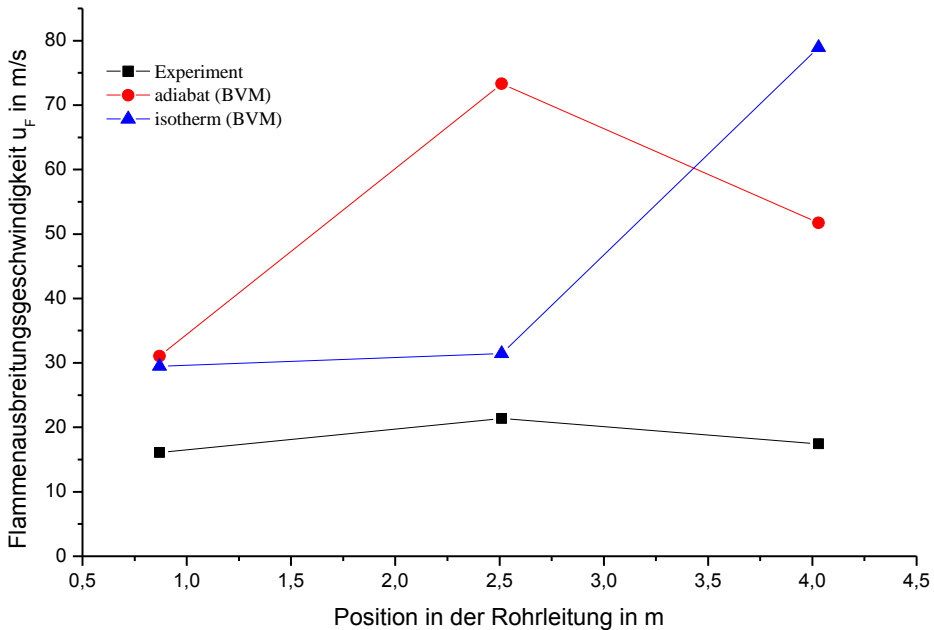


Abb. 46: CFD vorhergesagte und gemessene axiale Profile der Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten bei stöchiometrischem Propan/Luft-Gemisch, $L = 6$ m, DN 150, BVM, $k\varepsilon$, glatte Rohrwand

Zur Erklärung dieser Abweichung ist zu berücksichtigen, dass die Simulation eine adiabate Flammenausbreitungsgeschwindigkeit annimmt, während im Experiment die Ausbreitung keinesfalls adiabatisch erfolgt. Wie aus Abb. 20 hervorgeht, tritt ein Explosionsdruckabfall auf, der aus dem nicht adiabaten Verhalten der Rohrwand

entsteht. Daraus ist zu schliessen, dass eine isotherme Simulation herangezogen werden muss.

Die simulierten Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten bei isothermer Rohrwand sind in Abb. 46 ebenfalls eingetragen. Sie zeigen zwar auch zu hohe Eintrittsgeschwindigkeiten von 30 m/s, weichen aber in Rohrmitte um nicht mehr als 10 m/s von der Messung ab. Die durch die Simulation am Rohraustritt auftretende große Überschätzung von $u_F = 80$ m/s wird durch das verwendete $k\varepsilon$ -Turbulenzmodell verursacht, das in Wandnähe die Turbulenz zu niedrig bewertet.

Bei Verwendung des SST-Turbulenzmodells werden die in Abb. 47 dargestellten axialen Profile von u_F erhalten.

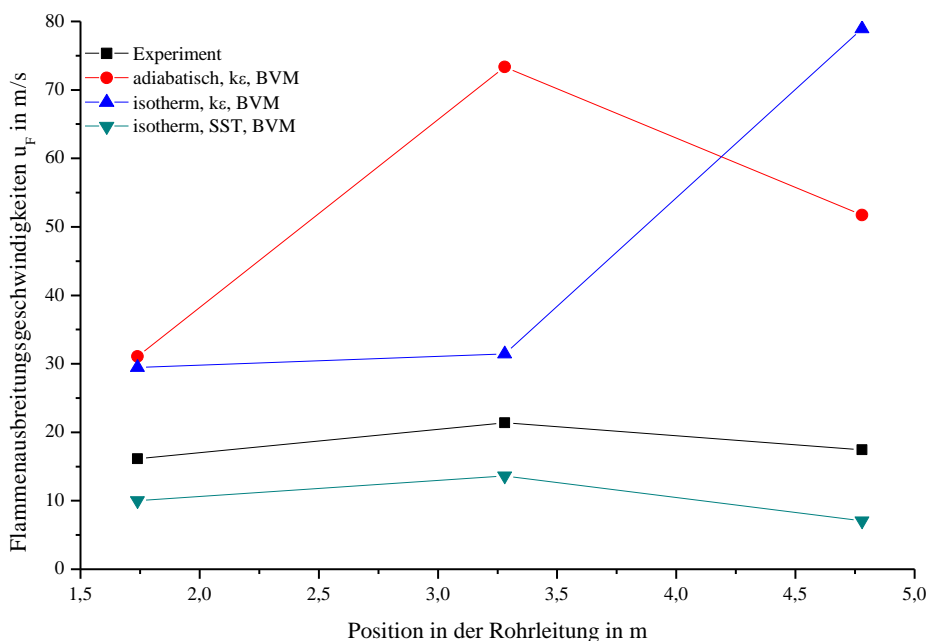


Abb. 47: CFD vorhergesagte und gemessene axiale Profile der Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten bei Verwendung unterschiedlicher Turbulenzmodelle (stöchiometrisches Propan/Luft-Gemisch, $L = 6$ m, DN 150, BVM, glatte Rohrwand)

In Abb. 47 ist die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit über der Position in der Rohrleitung für die beiden Turbulenzmodelle $k\varepsilon$ und SST aufgetragen. Mit dem SST-Modell verläuft die errechnete Ausbreitungsgeschwindigkeit zwar unterhalb des experimentellen Ergebnisse, zeigt den gleichen qualitativen Verlauf.

Aus Abb. 47 geht hervor, dass bei Verwendung des SST-Modells das simulierte

axiale Profil von u_F mit der Messung besser wiedergegeben werden kann als die anderen überprüften Modelle. Die noch auftretenden Abweichungen bei den simulierten Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten liegen unter anderem an der vernachlässigten Turbulenz induzierenden Wandrauigkeit, können aber auch durch die gewählten Parameter bzw. das Gitter hervorgerufen werden.

6 **Folgerungen und Ausblick**

Aufgrund der durchgeführten experimentellen Untersuchungen am Beispiel eines Propan/Luft-Gemisches und entsprechenden CFD Simulationen lässt sich das Explosionsverhalten in geraden, langen Rohrleitungen deutlich besser als bisher beschreiben.

Im Fall von Turbulenz generierenden Einbauten sollten die Untersuchungen ergänzt werden, da die in der Technik häufig verwendeten Rohrkrümmer und andere richtungsändernde Geometrien mit den hier erarbeiteten Ergebnissen zukünftig abgebildet werden sollten.

Die CFD Simulationen der axialen Profile des Explosionsdruckes und der Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten stimmen gut mit den Messungen überein. Allerdings sollten die Abweichungen in den zeitlichen Verläufen dieser Größen in weiteren Arbeiten vermindert werden. Als Lösungsvorschlag hierfür sollte insbesondere die Wandrauigkeit in die Turbulenzmodelle eingebaut werden. Zu empfehlen ist weiterhin, eine Variation des Gitters und der Zeitschritte der Simulationen durchzuführen.

Es ist zu erwarten, dass unter Verwendung dieser Anregungen in naher Zukunft auch der zeitliche Explosionsverlauf in guter Übereinstimmung mit den Messungen simuliert werden kann.

7 Literaturverzeichnis

- [1] KLEIBER, M.; UTH, H.-J.; WATOROWSKI, J.: Zentrale Melde- und Auswertestelle für Störfälle und Störungen in verfahrenstechnischen Anlagen (ZEMA) - Jahresbericht 2004. Dessau: 2006.
- [2] Hauptverband der gewerblichen Berufsgenossenschaften: BGR 104, Explosionsschutz-Regeln (EX-RL). 2005.
- [3] Hauptverband der gewerblichen Berufsgenossenschaften: TRBS 2152/TRGS 720. 2007.
- [4] DIN Deutsches Institut für Normung e. V.: DIN EN 1127-1. 1997.
- [5] DIN Deutsches Institut für Normung e. V.: DIN EN 12874:2001. 2001.
- [6] International Organization for Standardization: ISO/DIS 16852. 2006.
- [7] PETERS, N.: Technische Verbrennung, PDF-Datei http://www.itv.rwth-aachen.de/fileadmin/LehreSeminar/TechnischeVerbrennung/VL_Technische_Verbrennung/Technische_Verbrennung_Inhalt.pdf, Stand: 2006.
- [8] STEEN, H.: Handbuch des Explosionsschutzes. Weinheim: Wiley-VCH, 2000.
- [9] PHYLAKTOU, H.; ANDREWS, G. E.: Gas Explosions in Long Closed Vessels. *Combust. Sci. Technol.*, 77, (1991), 27-39.
- [10] LANDAU, L. D. ; LIFSCHITZ, E. M.: Theoretische Physik. Berlin: 5.Aufl., Akad.-Verl, 1991.
- [11] ZELDOVICH, Y. B.: On the theory of the propagation of detonation in gaseous systems. *Journal of experimental and theoretical physics*, 10, (1940), 542-568.
- [12] TORRILHON, M.: Thermodynamische Berechnung der Ausbreitung von Flammen. Technische Universität Berlin, Institut für Verfahrenstechnik, 1999.
- [13] THEINERT, T.: Ermittlung des Forschungsbedarfes bezüglich der Wirkung von Deflagrations und Detonation auf die Funktion von Flammendurchschlagssicherungen. Forschungsbericht BAM, Berlin 2003.
- [14] BERTHOLD, Werner; LÖFFLER, Ulrich: Lexikon sicherheitstechnischer

Begriffe in der Chemie. Weinheim, Verl. Chemie, 1981.

- [15] DIN Deutsches Institut für Normung e. V.: EN 13763-1:2004. 2004.
- [16] BIELERT, Ulrich; SICHEL, Martin: Numerical Simulation of Premixed Combustion Processes in Closed Tubes. *Combust. Flame*, 114, (1998), 397-419.
- [17] PHYLAKTU, H.; ANDREWS, G. E.: The Acceleration of Flame Propagation in a Tube by an Obstacle. *Combust. Flame*, 85, (1991), 363-379.
- [18] WOLANSKI, P.; KOBIERA, A.; KINDRACKI, J.; RARATA, G.: Experimental research on explosions in vessels of different sizes with obstacles and with different ignition position - validation data for numerical simulation. Vortrag, Berlin: 2006.
- [19] OH, K. H.; KIM, H.; KIM, J. -B.; LEE, S. -E.: A study on the obstacle-induced variation of the gas explosion characteristics. *Journal of Loss Prevention in the process industries*, 14, (2001), 597-602.
- [20] RAZUS, D.; MOVILEANU, C. ; OANCEA, D.: The rate of pressure rise of gaseous propylene-air explosions in spherical and cylindrical enclosures. *J. HAZARD. MATERIALS*, A139, (2007), 1-8.
- [21] DIN Deutsches Institut für Normung e. V.: DIN EN 14994. 2007.
- [22] FÖRSTER, H.; KERSTEN, C.: Deflagration in Closed and Vented Pipes - An Experimental Study. Vortrag, Montreal: 2005.
- [23] DOLD, J. W.; JOULIN, G.: An Evaluation Equation Modelling Inversion of Tulip Flames. *Combust. Flame*, 100, (1995), 450-456.
- [24] GONZALES, M.: Acoustic Instability of a Premixed Flame Propagating in a Tube. *Combust. Flame*, 107, (1996), 245-259.
- [25] AKKERMAN, V'yacheslav; BYCHKOV, Vitaly; PETCHENKO, Arkady; ERIKSSON, Lars-Erik: Accelerating flames in cylindrical tubes with nonslip at the walls. *Combust. Flame*, 145, (2006), 206-219.
- [26] AKKERMAN, V.; BYCHKOV, V.; PETCHENKO, A.; ERIKSSON, L. E.: Flame oscillations in tubes with nonslip at the walls. *Combust. Flame*, 145, (2006), 675-687.
- [27] SONG, Z. B. ; WEI, L. J.; WU, Z. Z.: Effects of heat losses on flame shape and quenching of premixed flames in narrow channels. *Combust. Sci. Technol.*,

180, (2008), 264-278.

- [28] BAUWENS, C. Regis L.; BAUWENS, L; WIERZBA, I.: Accelerating flames in tubes - an analysis. *Proceedings of the Combustion Institute*, 31, (2007), 2381-2388.
- [29] FORTOVA, T. N.; SHKADINSKII, K. G.; DREMIN, A. N.; FORTOV, V. E.: Analysis of the evolution of detonation waves. *Academy of Sciences of the USSR*, 13, (1977), 69-77.
- [30] CHRISTILL, M.; LEUCKEL, W.: Experimentelle Untersuchungen zum Einfluß der Gemischturbulenz auf die Flammenausbreitungs-Geschwindigkeit in deflagrierenden Brenngas/Luft- Gemischen. *Chem.-Ing.-Tech.*, 61, (1989), 174-175.
- [31] STARKE, R.; ROTH, P.: An Experimental Investigation of Flame Behavior During Explosions in Cylindrical Enclosures with Obstacles. *Combust. Flame*, 75, (1989), 111-121.
- [32] KAGAN, L.; SIVASHINSKY, G.: The transition from deflagration to detonation in thin channels. *Combust. Flame*, 134, (2003), 389-397.
- [33] GALLETTI, C.; LENZI, M.; PARENTE, A.; TOGNOTTI, L.: Numerical Modeling of Hydrogen Diffusion Jet Flame: the Role of the Combustion Model. *Combust. Flame*, bisher nur PDF-Datei erhältlich, 2006.
- [34] BECKERT, T.; EBERT, F.: Berechnung des Druckaufbauverhaltens in Flammenfronten bei Deflagrationen mit idealer Zündgeometrie. *Chem.-Ing.-Tech.*, 56, (1984), 146-147.
- [35] SALZANO, E.; MARRA, F. S.; RUSSO, G.; LEE, J. H. S.: Numerical simulation of turbulent gas flames in tubes. *J. HAZARD. MATERIALS*, 95, (2002), 233-247.
- [36] MF Instruments GmbH: TRANSAS. 2006.
- [37] The MathWorks: Matlab 6.5. 2008.
- [38] DOMMA, Stefan: Mathematische Modellierung der zerebralen Autoregulation. Universität des Saarlandes, Fachbereich Mathematik, 2005.
- [39] OriginLab Corporation: Origin 5. 1999.
- [40] OriginLab Corporation: Origin 7. 2002.

- [41] OriginLab Corporation: Origin 8 Pro. 2007.
- [42] International Electrotechnical Commission: IEC 60079-1-1. 2002.
- [43] GERLINGER, Peter: Numerische Verbrennungssimulation. Berlin [u.a.]: Springer, 2005.
- [44] FRÖHLICH, Jochen: Large Eddy Simulation turbulenter Strömungen. Wiesbaden: B.G. Teubner Verlag / GWV Fachverlage GmbH, 2006.
- [45] WARNATZ, Jürgen; MAAS, Ulrich; DIBBLE, Robert W.: Verbrennung. 3. Aufl., Berlin, Springer, 2001.
- [46] PASCHEDAG, Anja R.: CFD in der Verfahrenstechnik. Weinheim: Wiley-VCH, 2004.
- [47] ANSYS Inc.: Ansys CFX Solver Theory Guide. 2006,
- [48] WANG, B.; REHM, W.; BENDER, R.; MENTER, F. R.; MEDVEDEV, S. P.; KHOMIK, S. V.; OLIVIER, H.: Report on parallel computations of laboratory-scale explosion experiments. 2002.
- [49] SCHMIDT, U.; CREMER, I.; SCHROTH, G.: Neue Trends in der Verbrennungssimulation. *VDI Berichte*. VDI, 2003, 233-240.
- [50] ANSYS Inc.: ANSYS RIF EditorWe. 2006.
- [51] BAEHR, Hans Dieter; STEPHAN, Karl: Wärme- und Stoffübertragung. Berlin, Heidelberg: 5. Aufl. Springer Berlin Heidelberg, 2006.
- [52] WEDLER, G.: Lehrbuch der Physikalische Chemie. Weinheim: 4. Aufl. VCH, 1997.
- [53] ATKINS, Peter W.: Physikalische Chemie. Weinheim: 2. bearbeitete. Aufl. Wiley VCH, 1996.
- [54] SCHARSTEIN, Felix; SEND, Wolfgang: Kleiner Windkanal ANIPROP KWK 2. Göttingen: 2007.
- [55] SCHEID, Marc: Experimentelle Untersuchungen zum Ablauf von Gas- und Staubexplosionen in druckentlasteten Reaktionsgefäßen. Dissertation Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, Mathematisch-Naturwissenschaftlich-Technische Fakultät, 2005.
- [56] STARKE, R.; ROTH, P.: Messungen zur instationären Ausbreitung

- eingeschlossener Flammen in kurzen zylindrischen Röhren. *Forschung im Ingenieurwesen*, 49, (1983) 5, 153-160.
- [57] AKKERMANN, V'yacheslav; BYCHKOV; VITALY; ERIKSSON; VITALY; ERIKSSON; ERIKSSON, Lars-Erik: Numerical study of turbulent flame velocity. *Combust. Flame*, 151, (2007), 452.
- [58] BYCHKOV, Vitaly; AKKERMANN, V'yacheslav; FRU, Gordon; PETCHENKO, Arkady; ERIKSON, Lars-Erik: Flame acceleration in the early stages of burning in tubes. *Combust. Flame*, 150, (2007), 263-276.
- [59] PETCHENKO, Arkady; BYCHKOV; VITALY; AKKERMANN; VITALY; AKKERMANN; AKKERMANN, V'yacheslav; ERIKSSON; LARS-ERIK; LARS-ERIK: Flame-sound interaction in tubes with nonslip walls. *Combust. Flame*, 149, (2007), 418-434.
- [60] GESTIS - Stoffdatenbank: Gefahrstoffinformationssystem der gewerblichen Berufsgenossenschaften. 2006.
- [61] International Electrotechnical Commission: IEC 60079-1. 2007.
- [62] CHEMSAFE: Datenbank für Sicherheitstechnische Eigenschaften. Frankfurt/M.: 2006.
- [63] MOEN, I. O; LEE, J. H. S.; HJERTAGER, B. H.; FUHRE, K.; ECKHOFF, R. K.: Pressure Development Due to Turbulent Flame Propagation in Large-Scale Methane-Air Explosions. *Combust. Flame*, 47, (1982), 31-52.
- [64] CFX-Berlin: CFX-Anwendungskurs. Braunschweig: 2008.
- [65] ANSYS Inc.: ANSYS ICEM CFD. 2006.
- [66] ANSYS Inc.: ANSYS CFX 11. 2006.

LEBENS LAUF

Christian Drame

Geboren:

20.02.1978

Geburtsort:

Mülheim an der Ruhr

Staatsangehörigkeit:

Deutschland

Familienstand:

ledig



Ausbildung:

Schulischer Werdegang:

1984 – 1989

Gemeinschaftsgrundschule, Mülheim an der Ruhr

1989 – 1995

Realschule Stadtmitte, Mülheim an der Ruhr

1998 – 1999

Berufskolleg Essen-West, Abschluss mit
Fachhochschulreife

Berufsausbildung:

09.1995 – 06 1998

Ausbildung zum Chemielaboranten im Max Planck
Institut für Kohlenforschung, Mülheim an der Ruhr

Studium:

WS 00/01 – 03.2006

Studium Chemie an der Universität Duisburg-Essen,
Campus Essen

Diplomarbeit: Aufbau eines Wärmebilanzkalorime-
ters und Messung kalorischer Daten anhand einer
Testreaktion

Wehrersatzdienst:

09.1999 – 07.2000

Christlicher Verein junger Menschen, CVJM, Essen

Beruflicher Werdegang:

06.1998 – 08.1998

Chemielaborant, Max Planck Institut für

02.2001 – 03.2001

Kohlenforschung, Mülheim an der Ruhr

09.2002 – 10.2002

02.2003 – 04.2003

06.2006 – 05.2009

Wissenschaftlicher Mitarbeiter,
Kooperation zwischen der Universität Duisburg-
Essen, Institut für Technische Chemie I, Campus
Essen, der Bundesanstalt für Materialforschung und –
prüfung, BAM, in Berlin und der Physikalisch
Technischen Bundesanstalt, PTB, in Braunschweig

PUBLIKATIONSLISTE

Diplomarbeit:

1. DRAME, C.: Umbau eines Wärmeflusskalorimeters zu einem Wärmebilanzkalorimeter. Essen, Universität Duisburg-Essen, Institut für Technische Chemie, 2006.

Vorträge:

2. DRAME, C.; LOHRER, C.; GRÄTZ, R.; ARNDT, D.; FÖRSTER, H.: Untersuchungen von Deflagrationen in geschlossenen Rohrleitungen. Braunschweig: 2007.
3. GRÄTZ, R.; LOHRER, Ch.; DRAME, Ch.; ARNDT, D.; SCHÖNBUCHER, A.: Explosion processes and DDT of various flammable gas/air mixtures in long closed pipes containing obstacles. Manchester, England: 2008.
4. DRAME, Ch.; STOLPE, F.; FÖRSTER, H.; SCHÖNBUCHER, A.: Explosionsverhalten von Brennstoff/Luft-Gemischen in geschlossenen Rohrleitungen. Köthen: 2008.
5. DRAME, Ch.; POLI, M.: Experimentelle und numerische Untersuchungen des Explosionsverhaltens von Brennstoff/Luft-Gemischen. PTB, Berlin: 2008.
6. POLI, M. ; DRAME, Ch. ; GRÄTZ, R.: Druckentlastung im konstruktiven Explosionsschutz. PTB, Berlin: 2008.

Zeitschriftenartikel:

7. LOHRER, Ch. ; DRAME, Ch. ; SCHALAU, B. ; GRÄTZ, R.: Propane/air deflagrations and CTA measurements of turbulence inducing elements in closed pipes. In: *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, Vol. 21, (2008) Nr. 1, S. 1-10.

Poster:

8. DRAME, Ch. ; LOHRER, Ch. ; ARNDT, D. ; GRÄTZ, R. ; SCHÖNBUCHER, A.: Deflagrationen von Propan/Luft-Gemischen in geschlossenen Rohrleitungen. Aachen, ProcessNet Jahrestagung, Deutschland: 2007.

Tagungsband:

9. DRAME, C. ; LOHRER, C. ; ARNDT, D. ; GRÄTZ, R. ; FÖRSTER, H.:
Untersuchungen von Deflagrationen in geschlossenen Rohrleitungen. 2007.
10. DRAME, C. ; LOHRER, C. ; ARNDT, D. ; GRÄTZ, R. ; SCHÖNBUCHER, A.:
Deflagrationen von Propan/Luft-Gemischen in geschlossenen Rohrleitungen.
Weinheim: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KaaA, 2007.
11. LOHRER, C. ; DRAME, C. ; GRÄTZ, R. ; SCHÖNBUCHER, A.: Explosion
processes and DDT of various flammable gas/air mixtures in long closed pipes
containing obstacles. Manchester (UK): UMIST, 2008.
12. DRAME, Ch. ; STOLPE, F. ; FÖRSTER, H. ; SCHÖNBUCHER, A.:
Explosionsverhalten von Brennstoff/Luft-Gemischen in geschlossenen Rohrlei-
tungen. Köthen: 2008.